

# タウニュートリノ反応の検出

岡田謙介

2000年

# 目次

<b>第1章</b>	<b>序</b>	<b>5</b>
<b>第2章</b>	<b>ニュートリノビーム</b>	<b>9</b>
2.1	タウニュートリノビーム . . . . .	9
2.2	ミュー粒子の除外 . . . . .	12
2.3	ビームの調整 . . . . .	15
<b>第3章</b>	<b>ニュートリノ反応検出器</b>	<b>23</b>
3.1	原子核乾板ハイブリッドターゲット . . . . .	23
3.2	原子核乾板ターゲット . . . . .	26
3.3	SFT . . . . .	29
3.4	magnet,DC,EMcal . . . . .	34
3.5	$\mu$ -ID カウンター . . . . .	34
<b>第4章</b>	<b>DONUT データの蓄積</b>	<b>37</b>
4.1	トリガー . . . . .	37
4.2	ビーム照射 . . . . .	39
<b>第5章</b>	<b>ニュートリノ反応の検出</b>	<b>41</b>
5.1	ニュートリノ反応の選別 . . . . .	41
5.2	原子核乾板によるニュートリノ反応の探索 (その1) . . . . .	42
5.3	原子核乾板によるニュートリノ反応の探索 (その2) . . . . .	48
5.4	反応点検出のまとめ . . . . .	53
<b>第6章</b>	<b>検出した反応の描像</b>	<b>55</b>
6.1	発生粒子の解析 . . . . .	55
6.1.1	ニュートリノ反応で作られた粒子 . . . . .	60
6.1.2	M.C. simulation との比較 . . . . .	62
6.2	タウニュートリノ反応に対する影響 . . . . .	63

<b>第7章</b>	<b>タウニュートリノ反応の探索</b>	<b>65</b>
7.1	タウニュートリノ反応の探索方針 . . . . .	65
7.1.1	タウ粒子の一般的描像 . . . . .	65
7.1.2	タウ粒子の飛距離による探索手法の場合分け . . . . .	67
7.1.3	タウ粒子の崩壊と似た現象との弁別 . . . . .	69
7.2	タウ粒子の「short flight 崩壊」の探索 . . . . .	75
7.2.1	全2粒子組の最接近距離による選出 . . . . .	75
7.2.2	折れ曲がりの横向き運動量の解析 . . . . .	83
7.2.3	個々の反応について電子、ミュー粒子の同定と詳細な解析 . . . . .	87
7.2.4	崩壊候補のまとめ . . . . .	101
7.2.5	バックグラウンドの見積もり . . . . .	102
7.3	タウ粒子の「long flight 崩壊」の探索 . . . . .	104
7.3.1	タウ粒子崩壊の選び出し . . . . .	104
7.3.2	個々の反応について電子、ミュー粒子の同定と詳細な解析 . . . . .	105
7.3.3	崩壊候補のまとめ . . . . .	117
7.3.4	バックグラウンドの見積もり . . . . .	119
7.4	中性チャーム粒子による短寿命で崩壊する粒子の検出率の検証 . . . . .	121
7.5	タウ粒子崩壊探索のまとめ . . . . .	122
<b>第8章</b>	<b>まとめ</b>	<b>125</b>
<b>付録A</b>	<b>式の導出</b>	<b>129</b>
<b>付録B</b>	<b>電子同定</b>	<b>133</b>
<b>付録C</b>	<b>原子核乾板モジュールでの運動量測定 (coordinate method)</b>	<b>137</b>
<b>付録D</b>	<b>SFT system</b>	<b>141</b>
D.1	SFT の構造 . . . . .	141
D.1.1	SFT 配置 . . . . .	141
D.1.2	SFT plane . . . . .	143
D.1.3	読みだし部 . . . . .	149
D.1.4	II-chain . . . . .	151
D.2	Image data decoding . . . . .	156
D.2.1	キャリブレーションシステム . . . . .	156
D.2.2	ハニカム両面の SFT plane の解析 . . . . .	159
D.2.3	全 plane に対しての調整 . . . . .	165

D.2.4 原子核乾板ターゲットとの接続 . . . . .	167
付録 E net scan 法の開発	175
付録 F タウニュートリノ反応の含有率	177
付録 G 203 反応のリスト	179



# 第1章 序

現在の素粒子標準理論は、物質を構成する基本粒子はクォークとレプトンであるとしている。このうち電荷をもっていないレプトンに分類されるニュートリノは1930年に Pauli によって原子核のベータ崩壊の際の電子のエネルギースペクトルを説明するために提唱された。1956年に Reines, Cowan 等は原子炉から放出されるニュートリノの起こした反応の検出に成功して、実際にニュートリノが存在することを証明した [1]。1962年には  $\pi$  の崩壊で出来るニュートリノが原子炉からのニュートリノとは別物であること、すなわち2種類のニュートリノ ( $\nu_e, \nu_\mu$ ) が存在することが証明された [2]。こうしてニュートリノが、荷電レプトン ( $e, \mu$ ) と対をなすとする標準理論の原型が提唱された。その後1975年になって Perl 等によって3世代目の荷電レプトンであるタウ粒子 ( $\tau$ ) が発見され、対になる3世代目のニュートリノの存在が予想された。本論文で紹介する DONUT 実験は、原子核乾板を主体にした検出器でタウニュートリノの反応を直接捕らえることに成功し、3世代目のニュートリノの存在を確証した。

タウニュートリノの直接検出実験は約20年前、Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory) で検討され、原子核乾板を使用する設計と泡箱を使用する設計があった。原子核乾板を使用した設計は、大量の原子核乾板を処理する技術、原子核乾板に記録されたタウニュートリノの信号を読み取る解析速度が不十分であった為の実現に至らなかったが、泡箱の設計は承認されて実施に移された。タウニュートリノを検出する為にタウニュートリノを大量に作る必要がある。これには高エネルギー陽子と標的の衝突により生成される粒子群の中で、少量含まれるチャーム粒子の一種、 $D_s$  のタウニュートリノを伴う崩壊 ( $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$ ) と引き続いて起こるタウ粒子の崩壊 ( $\tau \rightarrow \nu_\tau X$ ) を利用する。またチャーム粒子の大半を占める  $D^\pm, D^0$  はミューニュートリノ、電子ニュートリノにそれぞれ約10%の崩壊分岐比を持つ。従って高エネルギーの陽子を標的に衝突させることによって、タウニュートリノ、ミューニュートリノ、電子ニュートリノが放出される。衝突によってチャーム粒子以外に、複数の種類の中間子 ( $\pi^{\pm 0}, K^{\pm 0}$ ) と少量のバリオンが発生するが、標的の厚さが十分にあれば衝突を繰り返して標的内で吸収される。この様に加速した粒子を標的に入射し、その生成粒子を含めて大半を吸収させることをビームダンプと呼ぶ。ニュー

トリノの他、ミューニュートリノと共に生成されるミュー粒子は、貫通力が強く標的の外に出てくる。ミュー粒子は検出器を貫いて電離作用によって悪影響を及ぼす。泡箱の実験では、このミュー粒子の量を解析を可能にする許容量にまで抑えることの困難さ、タウニュートリノの量を見積もるための  $D_s$  からタウ粒子への崩壊率も当時実験値がなかったこと、そして泡箱が検出できるとしたタウニュートリノ反応の証拠であるタウ粒子の検出感度が十分でなかったこと等の理由により実行途中で頓挫した。

再び原子核乾板を使用したタウニュートリノ反応の検出実験の計画が現れた背景には、1985年頃に名古屋大学で「自動飛跡読み取り装置」[6]の実用化に成功したことによる解析速度の飛躍的な向上と、1992年に原子核乾板を使った CERN WA75 実験による  $D_s$  のミュー粒子への崩壊率の測定 [7] に成功し、 $D_s$  のタウ粒子への崩壊率が高い信頼性で予測出来るようになったことがあげられる。一方、1990年代に入って、名古屋大学を中心とする日本のエマルジョングループは「自動飛跡読み取り装置」を武器に CERN の加速器を使った短基線  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  ニュートリノ振動実験 (CHORUS) を推進しており、技術的側面からもタウニュートリノ反応を実際に原子核乾板中で捕らえておくことの重要性が増していた。そこで1993年末に、我々日本の原子核乾板グループは、米国のグループと共同して、原子核乾板を使ったタウニュートリノ直接検出実験 (DONUT) 計画を Fermilab に提出した。使用するニュートリノビームラインは、かつて計画され途中で頓挫したニュートリノビームラインをベースにしており、即座にこの計画は承認され実施に移された。

タウニュートリノ反応の検出はそれ自身非常に意味のあることであるが、これをめぐる背景はプロポーザル提案から今日に至るなかで変化している。上に述べたように当初は短基線ニュートリノ振動実験 CHORUS におけるタウニュートリノ検出能力のデモンストレーションとしての意味が大きかった。CHORUS はタウニュートリノが宇宙のダークマターであるとの仮説を実証するために計画されたがシグナルはなく、一方で1994年 KAMIOKANDE-II 実験は水タンクでのチェレンコフ光を観測する手法で大気ニュートリノ中のミューニュートリノの欠損を検出、その天頂角依存性を測定し、ニュートリノ振動の徴候を捕らえたとした。その指し示す質量領域は質量差の二乗で  $\Delta m^2 \sim (10^{-3} \sim 10^{-2})eV^2$  の領域であり、CHORUS の探索領域とは全く異なる所であった。このニュートリノ振動の可能性として  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  があげられたのであるが、それを実証するためには振動してできたタウニュートリノを捕らえる必要がある。これは水タンクの手法では全く無理であり他の手法を必要とする。この質量領域の実験は長基線ニュートリノ実験にならざるを得ず、反応数を得るためにニュートリノの標的は100トンから1000トンが必要とされる。原子核乾板は本質的にタウニュートリノ反応を捕らえる能力を持つが、この大質量の要求に対応す

る為には後で説明する ECC(Emulsion Cloud Chamber) 型という、ニュートリノの標的と粒子飛跡検出の役割を分けたタイプの標的が必要であった。当時 DONUT では他の理由からこの ECC 型の導入の検討を始めており、学問上の背景の変化に伴ってその導入とその中でのタウニュートリノ反応の検出を示す事が大きな目標となった。

私はこの DONUT 実験に準備段階からメンバーの一員として参加し、心臓部である原子核乾板ハイブリッドターゲットの製作と設置、ニュートリノビームラインの作成に貢献した。本番照射中は検出器の管理と原子核乾板の現像を行った。その後ニュートリノ反応点の予測位置を作成し、タウニュートリノ反応の検出を行った。

以下に順を追って DONUT 実験におけるタウニュートリノ反応の検出について説明する。



## 第2章 ニュートリノビーム

### 2.1 タウニュートリノビーム

序でも述べた様に、タウニュートリノを多く作る為には、 $D_s$  を多く作ることが必要である。陽子の全反応断面積に対する  $D_s$  の生成断面積の割合は衝突エネルギーが高いほど大きくなるので、DONUT 実験では Fermilab(Fermi National Accelerator Laboratory) の Tevatron 加速器を使用した。Tevatron は陽子を世界最高の 800GeV のエネルギーまで加速することが出来る。

次に標的に使用する物質についてであるが、標的の質量数 ( $A$ ) に対し陽子の全衝突断面積は  $A^{0.7\sim 0.75}$  に比例し、チャーム粒子生成断面積は  $A^{-1}$  に比例するので、標的の質量数が多い程チャーム粒子生成の割合が高く望ましい。しかし標的には加速器の一周期一分毎に約  $10^{13}$  個の陽子が衝突し、 $800 \times 10^9 \times 1.6 \times 10^{-19} \times 10^{13} = 1.3 \times 10^6$  [J] の熱量が放出されるため、融解してしまわないために融点が高く熱伝導率が大きな物質であることが要求される。例としてタングステン (W)、鉛 (Pb) の性質を表 2.1 に示す。DONUT 実験では 10cm×10cm の面積でビーム方向に 100cm の長さのタングステンブロックを使用した。これは衝突平均自由行程の 10 倍に相当する。タングステンブロックの冷却は銅で囲って水冷式で行った。

物質名	質量数 ( $A$ )	融点 [度]	熱容量 [J/K·mol]	熱伝導率 [W/m·K]	$\lambda_T$ [cm]	$\rho$ [g/cm <sup>3</sup> ]	$A^1/A^{0.7}$
W	184	3400	24.4	178.0	9.6	19.3	4.8
Pb	207	328	26.6	35.2	17.1	11.4	5.0

表 2.1: 標的物質の候補

生成するチャーム粒子の運動量分布は現象論的に  $\frac{d^2\sigma}{dx_F dp_T^2} \propto (1 - x_F)^n \exp(-bp_T^2)$  に従う。ここで  $x_F$  は、重心系でのビーム方向のチャーム粒子の運動量 ( $p_z^{cm}$ ) をチャーム粒子の最大持ち得るエネルギー ( $\sqrt{s}/2$ ) で割った値 ( $x_F = \frac{2p_z^{cm}}{\sqrt{s}}$ ) で、 $p_T$  はチャーム

粒子の横方向の運動量である。例えば  $n$  が同じとき、 $b$  が大きい場合はチャーム粒子は前方に集中することになり、チャーム粒子の崩壊で生成するニュートリノの方向も前方に集中し、検出器で捕らえることのできるニュートリノの量が増すことになる。

DONUT のニュートリノの分布を求める際、800GeV 陽子のチャーム粒子の断面積は実験値 [9] から  $A^1$  でタングステンターゲットの場合に外挿し、チャーム粒子の運動量分布に関する  $n$ 、 $b$  の値は実験値 [9] より  $n = 7.7$ 、 $b = 0.83$  を用いた。 $D_s$  単独の運動量分布は測定値がないため、他のチャーム粒子と同一の分布とした。

タウニュートリノの荷電カレント反応はタウ粒子の質量の影響を受けて、タウニュートリノのエネルギーが小さい時には反応は抑制され、エネルギーが無限大の極限で電子ニュートリノ、ミューニュートリノの反応断面積と等しくなる (図 2.1 右)。

タウニュートリノの源は 800GeV 陽子の衝突で生成した  $D_s$  の  $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$  の崩壊のほかに  $D \rightarrow \tau \nu_\tau$  の崩壊がある。ダンプ内での二次衝突でも  $D_s$  が生成するがこの  $D_s$  の崩壊からのタウニュートリノはエネルギーが低いので、反応する割合は少ない。検出器で捕らえられるタウニュートリノは 86% が一次衝突の  $D_s$  に起因し、他  $D$  が 4.5%、二次衝突の  $D_s$  が 8% である。

以上より見積もった、DONUT の検出器で捕らえられる荷電カレント反応のニュートリノエネルギー分布を図 2.1 左に示す。タウニュートリノの平均エネルギーは 110GeV である。全ニュートリノ反応に占めるタウニュートリノ反応の含有率はチャーム粒子生成に対する  $D_s$  の割合として  $\sigma_{D_s}/\sigma_{c\bar{c}} = 0.26$ 、 $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$  の崩壊率として 5.3% を用いると約 5% と見積もられる。

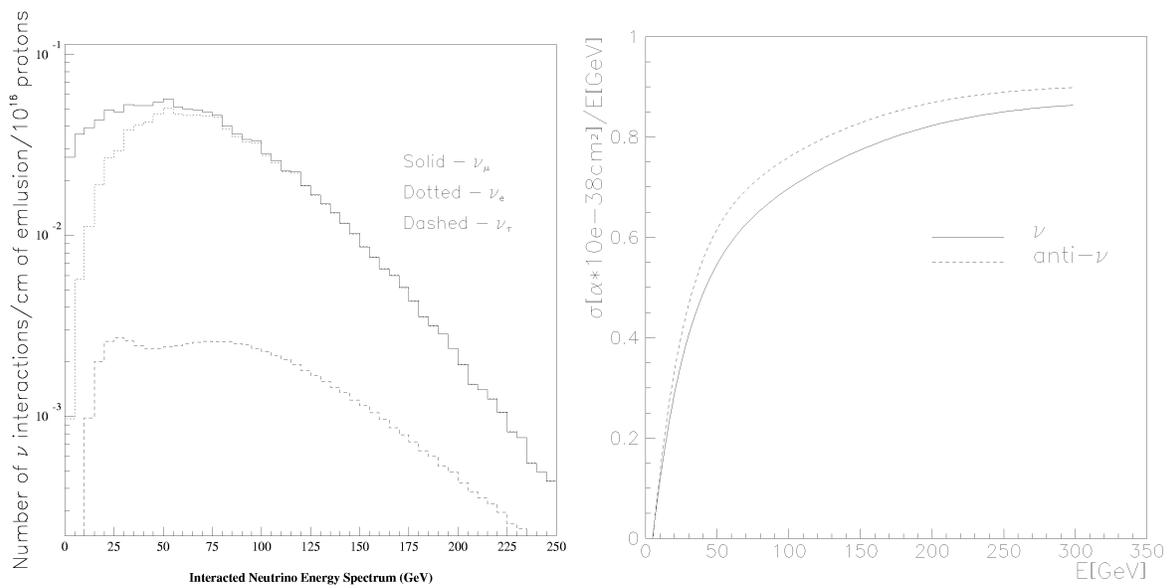


図 2.1: 左図: DONUT の検出器で捕らえられる荷電カレント反応のニュートリノエネルギースペクトル (MC)。右図: タウニュートリノと isoscalar target の荷電カレント反応断面積 ( $\alpha = 0.734(\nu)$ ,  $0.315(\bar{\nu})$ )。ミューニュートリノの反応断面積は図中で 1 の位置でエネルギーに比例する [10]。

## 2.2 ミュー粒子の除外

タウニュートリノは図2.4に示す様に前方10mrad以内に集中する。タウニュートリノの単位面積当たりの流量はダンプからの距離の二乗に反比例するので、タウニュートリノ反応検出器はできるだけ近づきたい。ダンプでミューニュートリノと共に生成するミュー粒子は原子核乾板に飛跡を残し、他の検出器のデッドタイムとなるので、強い磁場を用いてミュー粒子の進路を左右に曲げ、ミュー粒子の来ない領域を確保した。DONUTのタングステン標的から検出器までの構成を図2.3に示す。タングステン標的の直後のSELMA MAGNETは $3\text{T} \times 7\text{m} \times 0.3\text{GeV}/c = 6.3\text{GeV}/c$ の横向きの運動量を与える能力をもち、800GeVのミュー粒子に対して $6.3/800 \sim 8\text{mrad}$ 曲げることが出来る。SELMA MAGNETのニュートリノの方向から見た構造は図2.2となっている。2番目の $\mu$  sweep magnetの曲げ能力は最大 $2.1\text{T} \times 5\text{m} \times 0.3\text{GeV}/c = 3.2\text{GeV}/c$ である。検出器の前には物質との散乱によって検出器に向かって来てしまう低運動量のミュー粒子を電離損失で止めるために、鉄や鉛のブロックを積んだ。電離損失によって約35GeVまでのエネルギーのミュー粒子を止めることができる。標的から検出器までの距離は37mで、ミュー粒子の来ない $\pm 7\text{mrad}$ の領域を使用するために原子核乾板の面積は $500 \times 500\text{mm}$ とした。図2.4に、実験設計時にモンテカルロ法で見積もった左右のミュー粒子の密度分布とタウニュートリノの角度分布を示す。このデザインで $2 \times 10^{18}$ 個の陽子(標的質量200kgでタウニュートリノ反応の期待値200個)によって、原子核乾板に蓄積されるミュー粒子の本数は原子核乾板 $500\text{mm} \times 500\text{mm}$ 全体で $8 \times 10^7$ 本、すなわち単位面積当たり $3.2 \times 10^4$ 本/cm<sup>2</sup>となり十分許容範囲であると判断された。

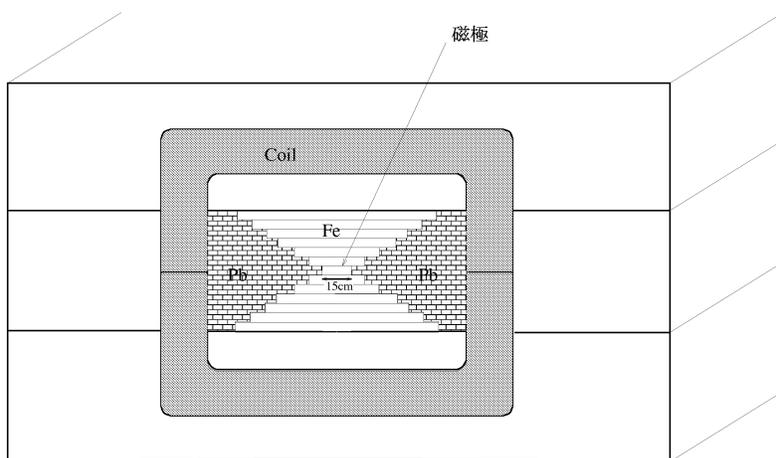


図 2.2: SELMA magnet の構造 (ビームに垂直な断面)、一番磁場の強いところの幅は 15cm。鉄芯ですきまには鉛を積んだ。タングステン標的は磁極の正面に設置され、発生したミュオン粒子は磁場ではじき飛ばされる。

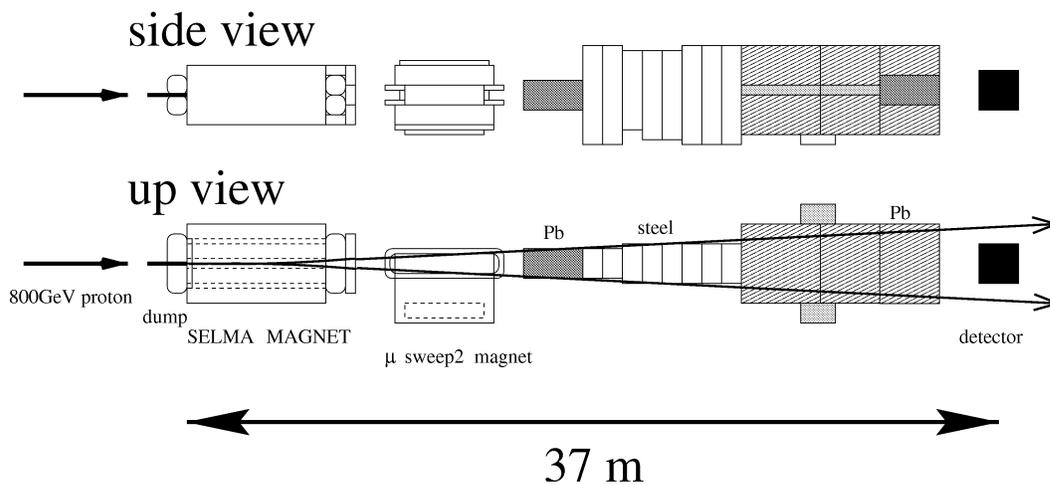


図 2.3: タングステンダンプから検出器までの構成。ミュオン粒子はダンプ後方の磁石で左右にはじき飛ばされる。

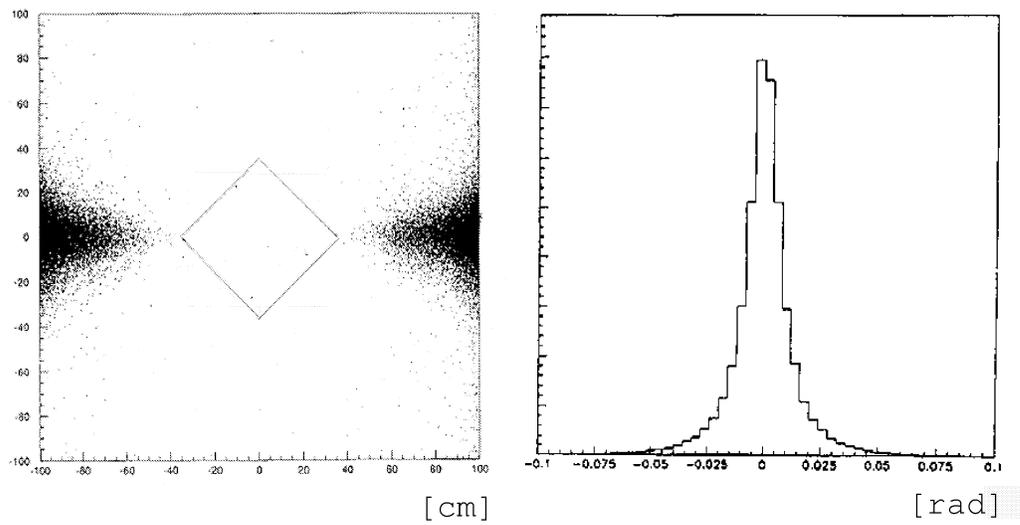


図 2.4: MC によるタンゲステン標的 37m 下流の検出器付近のミュオン粒子の位置分布 (左図) とタウニュートリノの角度分布 (右図)。 $\pm 0.007\text{rad}$  が 50cm に相当する。

## 2.3 ビームの調整

検出器の設置を1996年の10月に完了して、原子核乾板ターゲットを入れない状態で800GeV陽子を照射してバックグラウンドのミュー粒子が落とせているかの確認を行った。

初めのビームが来た段階でモニターカウンターの単独計数値が異常に高いのに気付いた。カウンターのみではなにが起こっているのか分からなかったので原子核乾板の小片を用いて調べたところ、真っ先に目についたのはコンプトン電子の飛跡であった。このコンプトン電子の量は、このまま蓄積されると実験の途中で原子核乾板を真っ黒にし解析不能とする密度であった。設計時には予想されていなかった事態である。これはタングステン標的から吹き出した中性子が周囲の物質と反応したり放射化することにより、数MeVのエネルギーのガンマ線や電子を検出器の周辺にばらまいているためであろうと予測された。対策として発生源であるダンプの周辺を、コンクリートブロックや中性子に対する反応断面積の大きいホウ素を含んだプラスチック板で覆い、標的と検出器の中間点あたりに左右の壁から上までできる限り覆うコンクリート壁をつけ加えた。これによってもれ出てくる中性子は中性子カウンター(LiI)の計測値で1/9に減少したが、まだ原子核乾板にとって不十分であった。更に残っているガンマ線から本実験の心臓部の原子核乾板を防御する為、周囲に鉛板を取り付けた。上から覆う様に20mm厚の鉛板、後方の検出器との接続のためには間に余計な物質はできるだけ避けるべきだがやむなく原子核乾板の後方にも5mm厚の鉛板を設置した。このことによってガンマ線の量は原子核乾板ターゲットの上流位置で1/25、下流位置で1/15に減少し、 $10^{17}$ の陽子当たり100 $\mu$ m厚の原子核乾板で $2.1 \times 10^5$ コンプトン電子/cm<sup>2</sup>に抑えることができた。原子核乾板を用いたニュートリノ実験、CHORUSでの同様の測定結果は $3.2 \times 10^5$ コンプトン電子/cm<sup>2</sup>であり、この値と比べて原子核乾板ターゲットの入れ替えを行う事で解析可能だと判断した。

飛来するミュー粒子の測定には、よく使われるシンチレータ単独では密度の情報のみが得られるが、原子核乾板の小片では密度だけでなく飛来する方向の情報も得られ、容易に様々な場所に設置することができる。これらの検出器によって、タングステン標的の下流に設置した磁石は予定通り有効に働いて、標的から発生するミュー粒子を左右に振り分けられていることが確認された。しかし、想定外の方向から何十倍もの密度でミュー粒子が飛来していることが明らかになった。図2.5にミュー粒子の飛跡の角度測定結果の一例を示す。ビームと平行な角度の小さい( $\theta < 0.1\text{rad}$ )成分と、角度のやや大きい( $\theta_x \sim 0.2\text{rad}$ )成分が見て取れる。

角度の大きい方は  $\mu$  sweep2 magnet のビームの中心線から外れたリターンヨークの方向であり、そこで散乱されたミュオン粒子だとわかった。このことは原子核乾板ターゲットからリターンヨークの間のシールドが不足していることを示しており、リターンヨークに向かう線上に鉛と鉄のブロックのシールドを設置する対策を施した。

角度の小さな成分は、ダンプから検出器までのシールド(電離損失 35GeV)を貫いて飛来している。また2つ成分がありその角度空間上の位置は乾板の位置によって変化することが分かった。これらのことから源は 800GeV 陽子に並行して飛来するダンプよりもはるか上流で作られたミュオン粒子が、SELMA MAGNET の鉛で埋められた磁場のない2つのホール部分をすり抜けて来たものと推察できた。しかし原因である上流のビームラインを抜本的に再調整する時間はなく、ビームパイプ中の真空度の向上等の微調整により、プロポーザルで予定したミュオン粒子の密度の 20 ~ 30 倍 ( $2 \times 10^{18}$  の陽子数で  $6 \sim 10 \times 10^5$  本/cm<sup>2</sup>) までなんとか落とす時点で、蓄積ミュオン粒子数をモニターしながらターゲットを途中で入れ替えることを前提として、原子核乾板ターゲットへの照射を 1997 年の 4 月から見切り発車した。

図 2.6 は原子核乾板でモニターしたコンプトン電子の蓄積量である。横軸は総陽子数で照射時間の関数であり、測定点の横の数字は日付である。陽子数に比例して蓄積していることが分かる。

原子核乾板ターゲットは後に 3 章で詳しく述べるが、50cm 四方の断面積でビーム方向に 4 つの station に分割して設置した。最上流の station1 と最下流の station4 の距離は約 1m である。ミュオン粒子密度は原子核乾板ターゲットの上流側 station1(図 2.7) と下流側 station4(図 2.8)、また場所によって様子が違った。特に回り込みの成分と角度の小さな成分について以下に述べる。図 2.9 に回り込みの成分(図 2.9 の左図で定義した領域)の密度の水平方向の位置( $x$ )の依存性を表した。図から  $x$  が負の部分(= $\mu$  sweep2 magnet のリターンヨークの側)にミュオン粒子が集中し、また下流側ほど回り込みのミュオン粒子にさらされている様子が見て取れる。密度の高い場所は後の解析の障害となった。

角度の小さい成分は、図 2.10 に見られる様に原子核乾板を置いた時期によって違いが見られるが、原子核乾板全域にわたって存在している。様々な期間における単位陽子数当たりの粒子密度(図 2.11)を調べると、照射の期間中も改善されていることがわかる。しかし狭い角度領域に集中しているため、原子核乾板ターゲットの反応探索の際に支援飛跡検出器からの飛跡をつなぐことが困難であった。この事に関して 5 章で述べる。

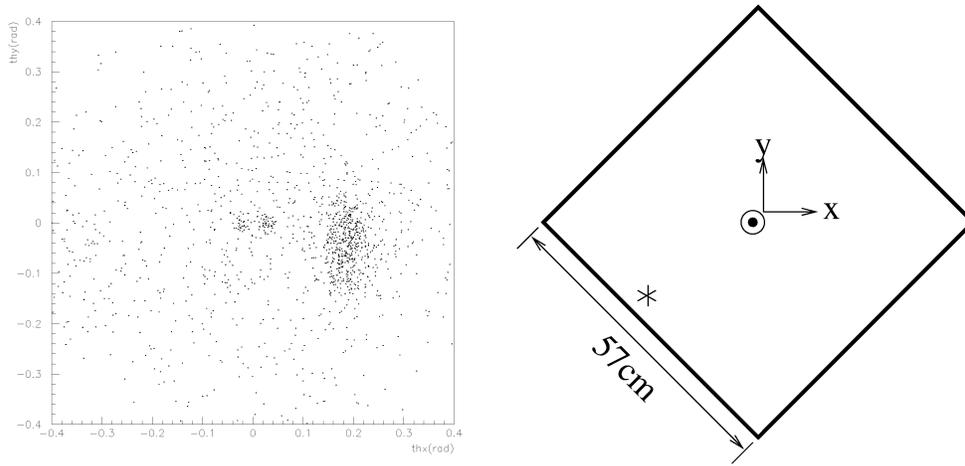


図 2.5: ミュー粒子バックグラウンド角度分布 (1996 年 12 月の  $7 \times 10^{15}$  の陽子でのテスト用原子核乾板での測定値)。測定位置は右図の\*の場所。  $10^{17}$  の陽子当たりに換算すると、回り込み成分が  $1.1 \times 10^5/\text{cm}^2$ 、垂直な成分が  $1.7 \times 10^4/\text{cm}^2$  になる。

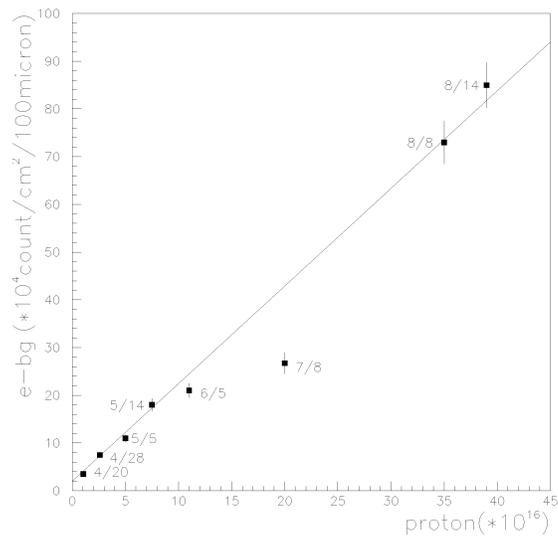


図 2.6: 1997 年 4 月からの照射中の原子核乾板へのコンプトン電子の蓄積数。縦線は統計エラーを示す。

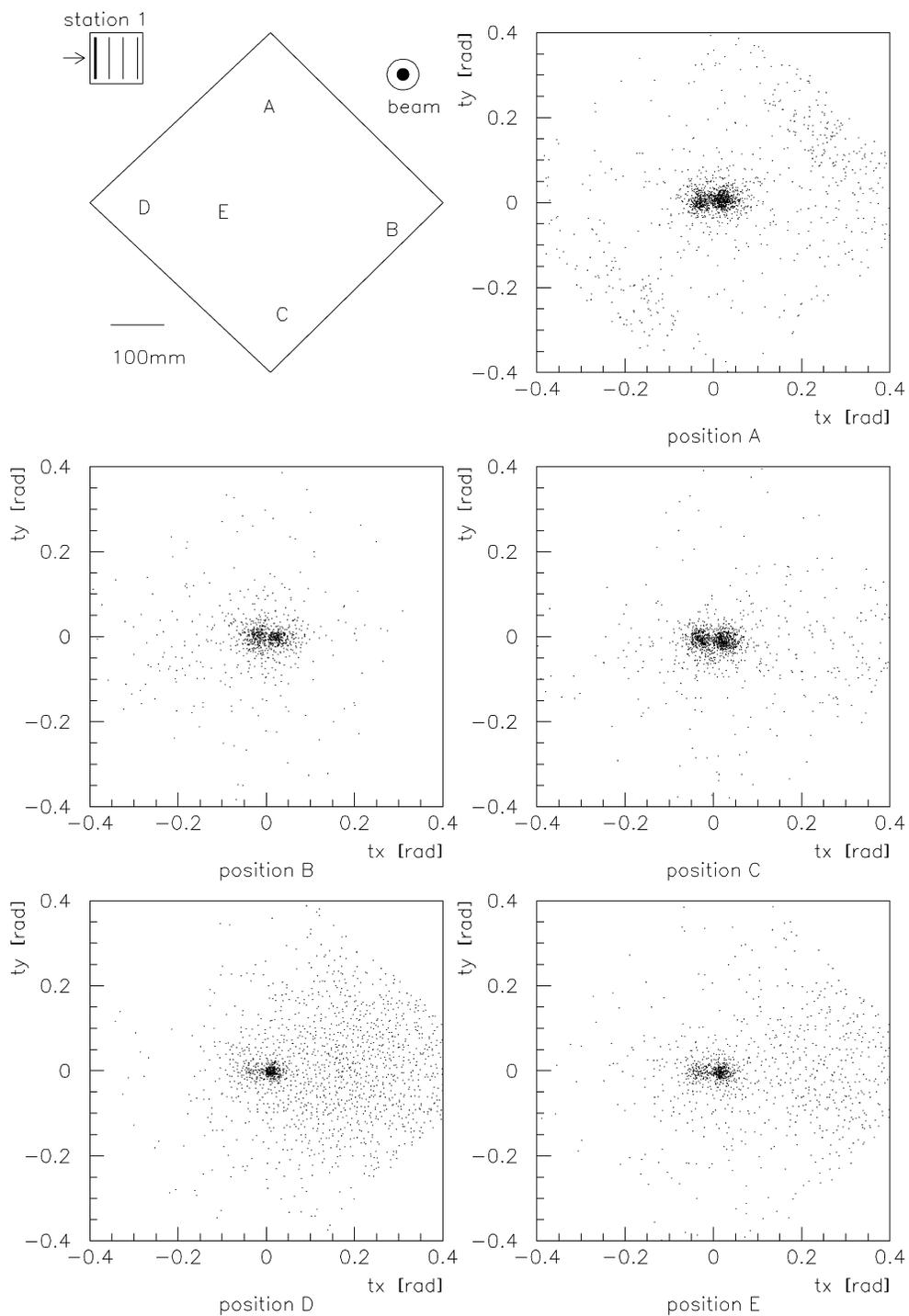


図 2.7: 原子核乾板ターゲット上流部 (station 1) の各位置での蓄積ミュオン粒子の角度分布。

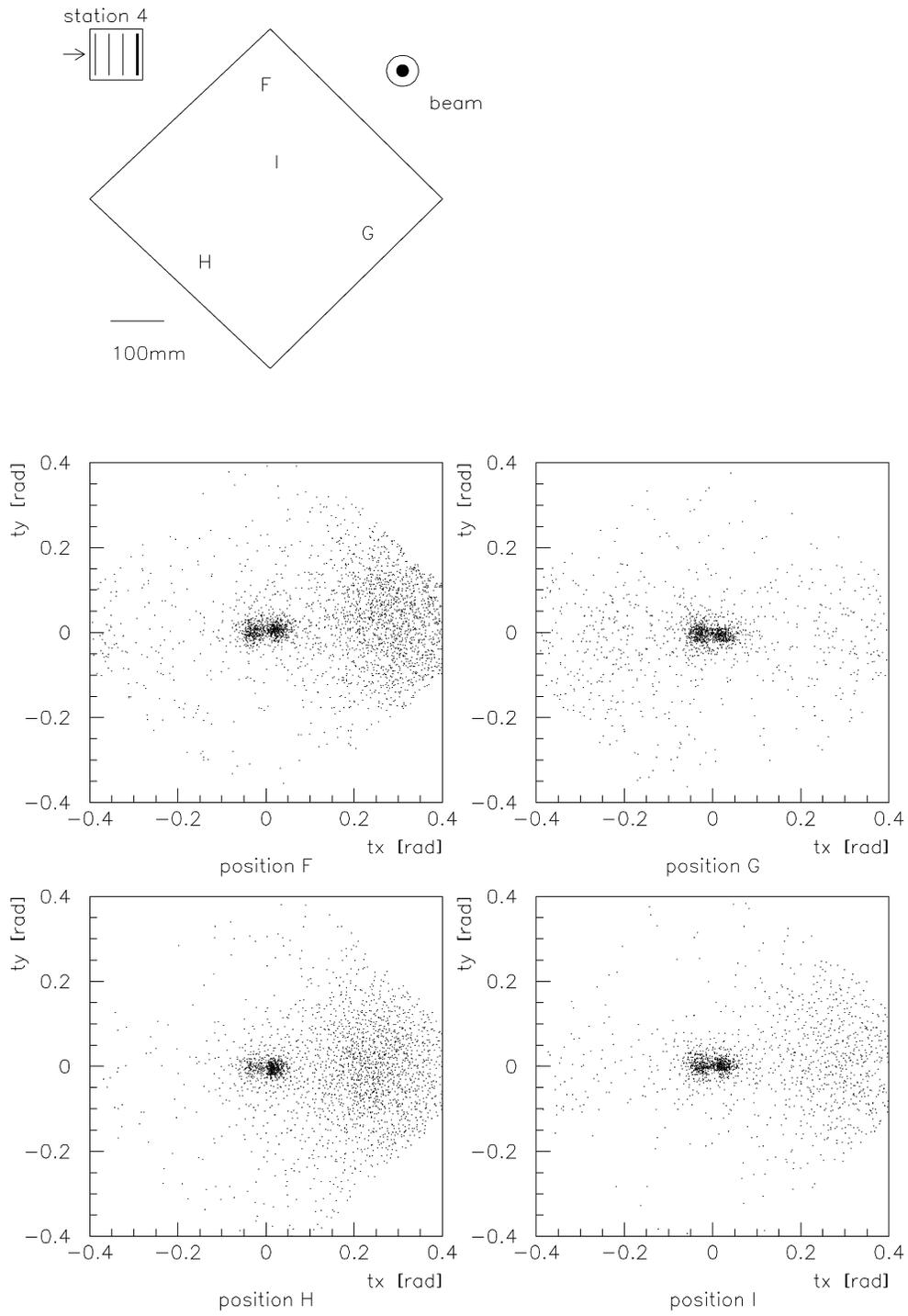


図 2.8: 原子核乾板ターゲット下流部 (station 4) の各位置での蓄積ミュオン粒子の角度分布

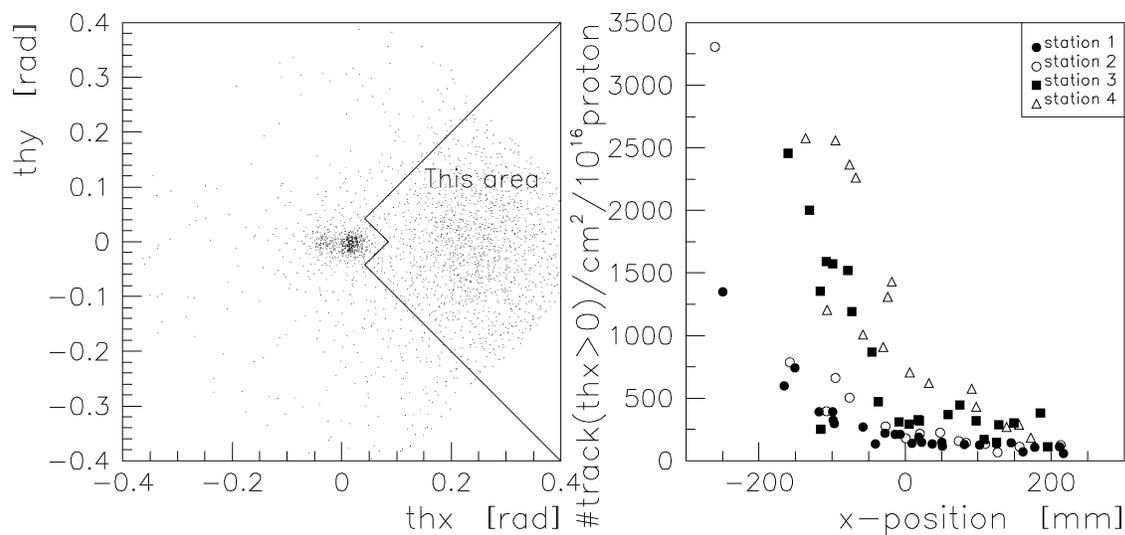


図 2.9: 回り込みミュー粒子 (定義は左図) 密度の水平方向の位置の依存性。下流側で、位置が  $x$  の負の側ほど密度が高い傾向がみえる。

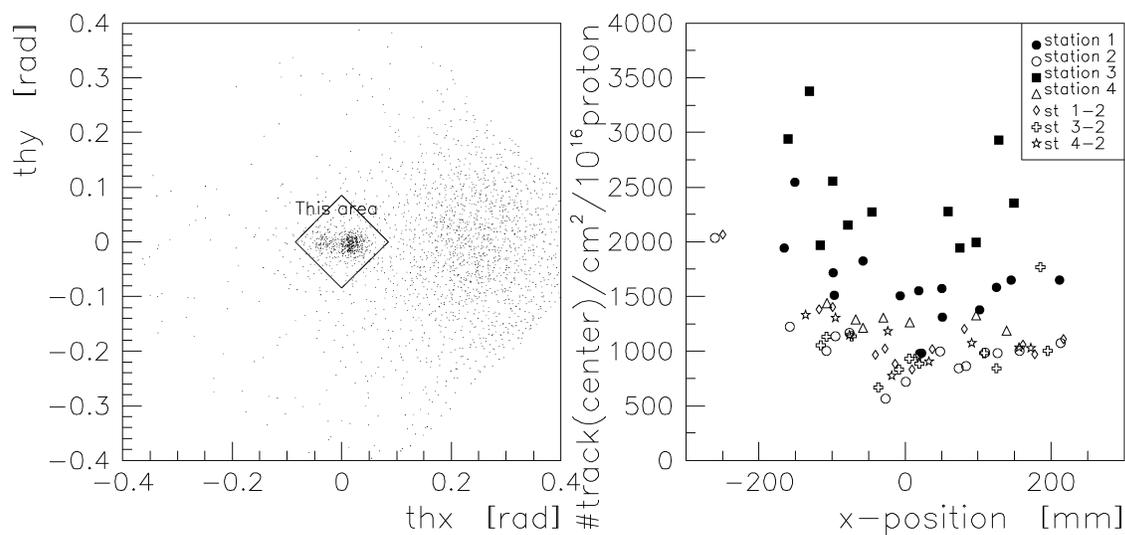


図 2.10: ミュー粒子の小さな角度成分の密度の水平方向の位置の依存性。station1,3,4は照射期間中に入れ替えを行って、st1-2,st3-2,st4-2に置き換えた。位置の依存性は見られない。

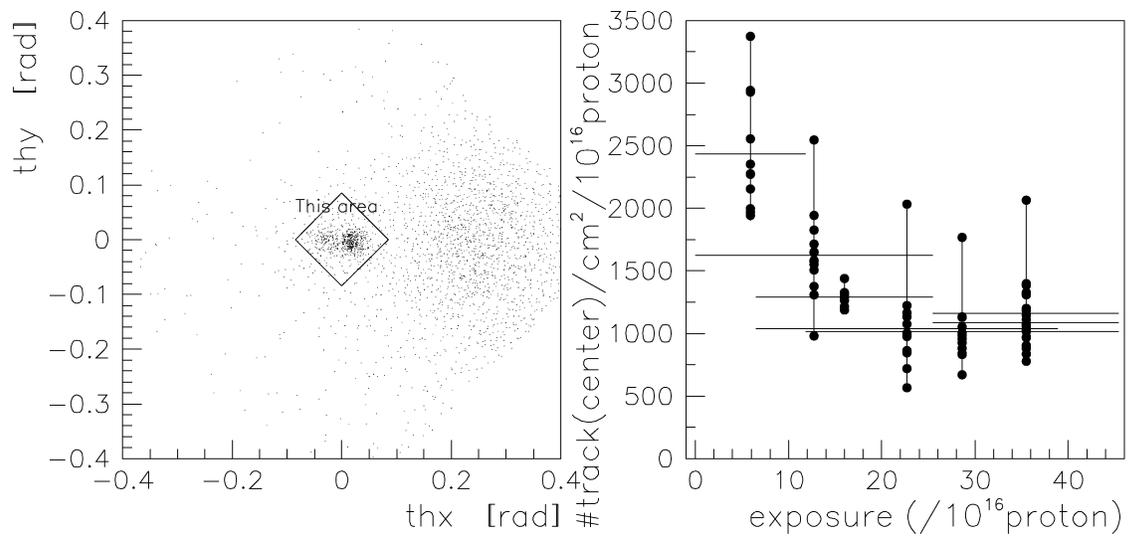


図 2.11: ミュー粒子の小さな角度成分の密度の時間変化。横軸は照射陽子数で時間の関数。横線の長さが密度を算出するのに使った期間を表し、縦軸の位置で平均値を示している。点がそれぞれの場所での測定値を示す。後半でミュー粒子密度が減少している。



## 第3章 ニュートリノ反応検出器

DONUTのニュートリノ反応検出器は、原子核乾板ターゲット、反応検出を支援する飛跡検出器、運動量測定を目的としたスペクトロメータ、電子の同定をする電磁カロリメータと $\mu$ -IDカウンターからなる。原子核乾板ターゲットと支援の飛跡検出器はまとめて原子核乾板ハイブリッドターゲットと呼ぶ(図3.1)。原子核乾板ターゲットの役割はニュートリノ標的兼タウ粒子の崩壊の検出と解析である。支援飛跡検出器は原子核乾板ターゲットのニュートリノ反応点から発生した粒子の飛跡を捕らえ、反応点を特定する。原子核乾板ハイブリッドターゲットは名古屋大学が中心となって設計、構築した。

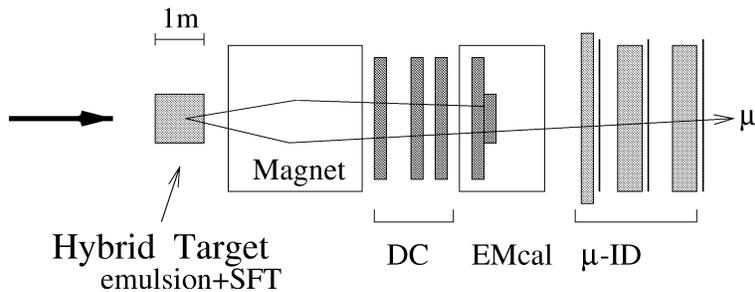


図 3.1: DONUT ニュートリノ反応検出器

### 3.1 原子核乾板ハイブリッドターゲット

衝突断面積の極めて小さなニュートリノの反応を集めるためには、標的として大質量が必要である。一方原子核乾板ターゲットの反応点の探索のためには、支援飛跡検出器が必要であるが、原子核乾板ターゲットが厚いほど、ニュートリノ反応で作られる $\pi^0$ が2個のガンマ線に崩壊して電磁シャワーが発達し、支援飛跡検出器が働かなくなる。そこで原子核乾板ターゲットをビーム方向に4つのステーションに分割して、各原子核乾板ターゲット毎に支援飛跡検出器を設置した(図3.2)。各原子核乾板ターゲットのサイズは、面積 $500 \times 500 \text{mm}$ 、厚さが約 $70 \text{mm}$ である。支援飛

跡検出器は Scintillating Fiber Tracker(以下 SFT と略す) を用いた。SFT で得られる素粒子の飛跡の位置は1次元で、鉛直方向に対して+45度 (u-projection)、-45度 (v-projection)、0度 (x-projection) の3方向を設置し、同じく Scintillating Fiber で作ったトリガーカウンターを挿入した。図 3.3 に原子核乾板ターゲットと SFT、及びトリガーカウンターの配置を示す。同図でCS とあるのは、交換可能な原子核乾板 (changeable-sheet) であって、原子核乾板ターゲットの上流面と下流面に配置し、何回も交換する事で飛跡の蓄積を低く抑えた。CS は SFT で捕らえる飛跡を原子核乾板ターゲットにつなぐ中継の役を果たす。

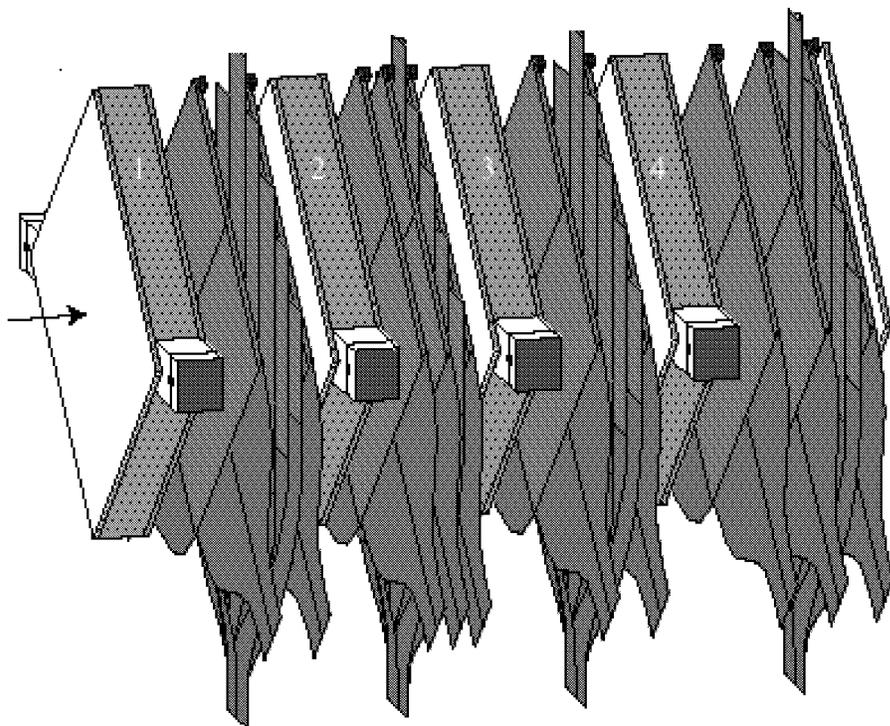


図 3.2: 原子核乾板ハイブリッドターゲット。4つの原子核乾板モジュールと支援飛跡検出器の SFT を交互に配置。

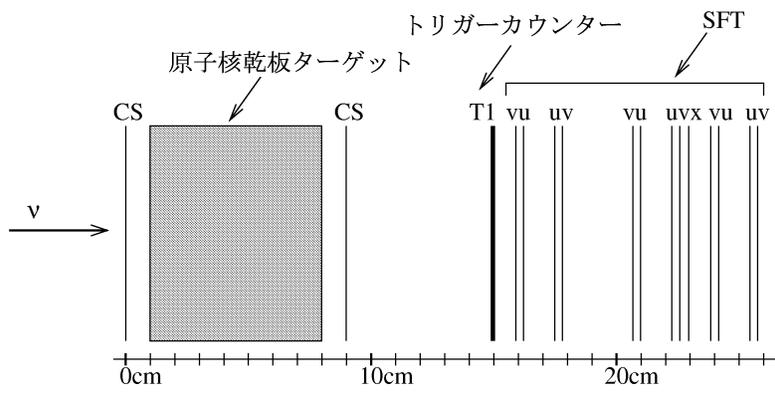


図 3.3: 原子核乾板ハイブリッドターゲット (station2) の構成。

## 3.2 原子核乾板ターゲット

原子核乾板ターゲットは、ニュートリノの衝突を起こさせるターゲットであり、かつニュートリノの種類を識別し、特にタウニュートリノを識別する検出器である。鉄板(ステンレス SUS316L)と原子核乾板を交互に重ねた構造のターゲット(ECC)、原子核乾板のみを積層したターゲット(BULK)、両者を混合したターゲット(BULKECC)を併用して使った。各構造の詳細を図3.4に示す。ecc200はTYPE Aの原子核乾板(厚さが $200\mu\text{m}$ のアクリルベースの両面に、厚さ $100\mu\text{m}$ の原子核乳剤(富士フィルム ET7C)を塗布した構造)と鉄板との組み合わせで、ecc800はTYPE Bの原子核乾板(厚さ $800\mu\text{m}$ のアクリル板のベースの両面に厚さ $100\mu\text{m}$ の原子核乳剤を塗布した構造)と鉄板との組み合わせである。bulkはTYPE Cの原子核乾板(厚さ $90\mu\text{m}$ のポリスチレンのベースの両面に厚さ $350\mu\text{m}$ の原子核乳剤層をもつ構造)を鉄板を使わずに組み上げた構造で、bulkeccはTYPE Cの原子核乾板を二枚と鉄板一枚を単位としている。

原子核乾板乳剤の総重量に占める割合は、ecc200、ecc800、bulkについてそれぞれ9%、8%、96%であり、ECC型ではほとんどのニュートリノ反応が鉄中で起こり、原子核乾板は3次元マイクロトラックデバイスとしての役割を担っているだけである。このECCの特徴が長基線ニュートリノ反応実験に必要な大質量の実現を可能にする。ECCで用いる物質として鉄(ステンレス)、鉛、タングステンが候補に挙げられたが、タングステンは大きな板への加工が困難であり、鉛は軟らかいので平面性の確保の難しさに加えて原子核乾板と接触すると乾板を黒化してしまう難点があり、DONUTでは鉄(ステンレス)を採用した。これらの原子核乾板ターゲットは図3.5に示すようなアルミニウム製の箱に詰めて、原子核乾板(と鉄板)が相互に隙間なく密着し、平面性のよい構造にした。この箱状の構造体を「原子核乾板モジュール」と呼ぶ。表3.1に示すように7個の原子核乾板モジュールを使った。なおニュートリノの照射時には、原子核乾板モジュールの外側にCSを装着した。

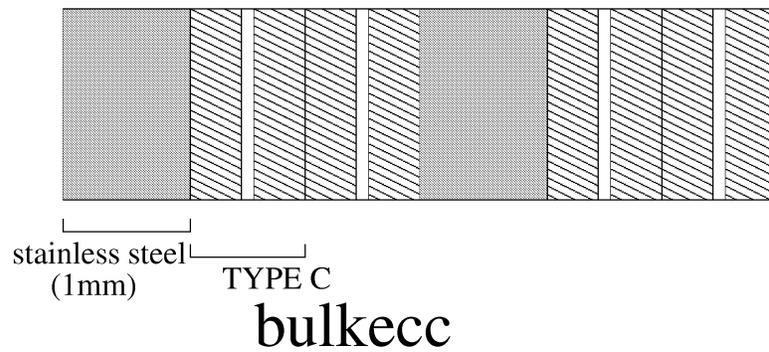
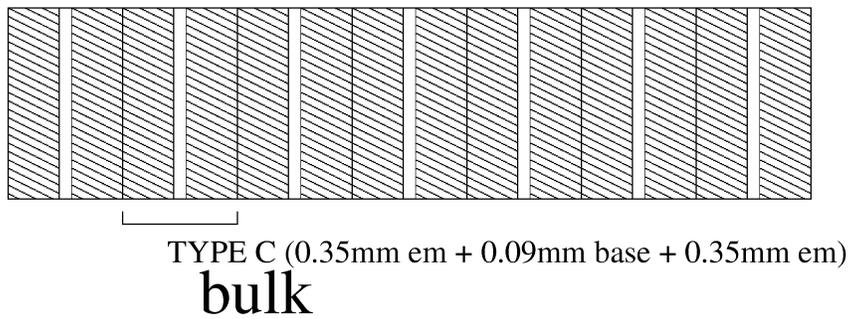
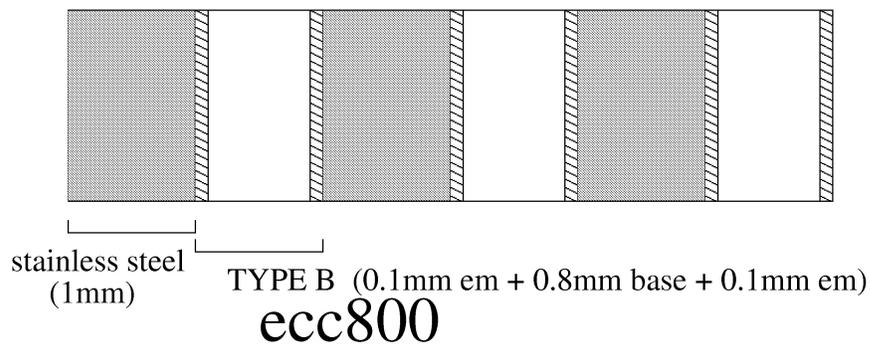
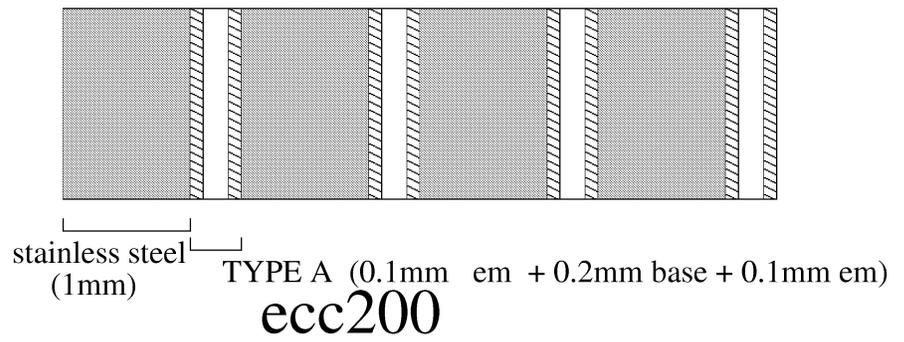


図 3.4: 原子核乾板ターゲットの構成 (鉄板と原子核乾板の組み合わせ)

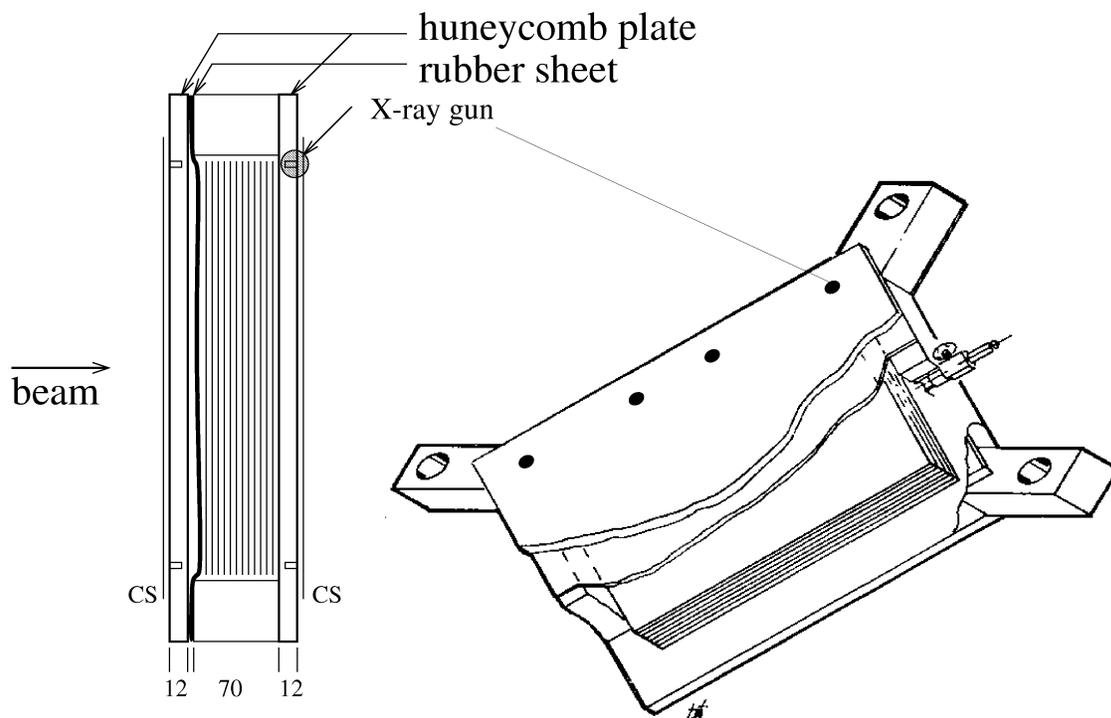


図 3.5: 原子核乾板ターゲットをパックした「原子核乾板モジュール」の構造。原子核乾板モジュールは70mm厚のアルミニウム枠の下流側にあたる方に12mmのアルミハニカム板を取り付け鉄板と原子核乾板を順番に詰めて行った。上流側は同じ12mmのアルミハニカム板でふたをする前にゴム板を挟んだ。原子核乾板の固定は中を真空ポンプで大気圧との差が100～150mmHgになるように減圧することでゴム板の変形によって行った。アルミハニカム板の外側に真空チャックによってChangeable Sheet(CS)を着脱する構造を取り付けた。またCSの位置の目印のため、アルミハニカム板に計12個のX線ガンを埋め込みCSに跡(フィデュシャルマーク)をつけた。

module	構成 (type×枚数)	質量 (kg)	衝突自由行程	放射長
mod1	(鉄+A)×47	104.1	0.23	3.0
mod2	(鉄+B)×19*+C×38	69.6	0.16	2.2
mod3	(鉄+A)×47	104.1	0.23	3.0
mod4	(鉄+A)×2+(鉄+B)×7 +(鉄+C+C)×6 +C×41	69.5	0.15	2.2
mod5	(鉄+B)×21+C×30	70.7	0.16	2.1
mod7	(鉄+B)×20+C×32	69.8	0.16	2.1
mod8	C×87	60.3	0.13	2.1

表 3.1: 原子核乾板ターゲットの構成。A、B、C は原子核乾板のタイプを表し、A:0.2mm 厚のベースの両面に 0.1mm 厚の原子核乳剤層、B:0.8mm 厚のベースの両面に 0.1mm 厚の原子核乳剤層、C:0.09mm 厚のベースの両面に 0.35mm の原子核乳剤層である。(\*mod2 は鉄が一枚抜けている。)

### 3.3 SFT

図 3.6 に SFT の配置を示す。u,v,x 3 方向ともに、直径  $495\mu\text{m}$  の Scintillating Fiber (クラレ社製、SCSF78) をシート状に並べた構造をもっている。u-projection と v-projection は 2 層重ねて、厚さ 11mm のハニカム板の両面に接着した構造をもち、x-projection は 4 層重ねてハニカム板の片面に接着した構造をもつ。どの projection も図 3.7 に示すように加工して、一方の端面はアルミニウムをスパッタリングした反射面とし、もう一方の端は束ねて 4 段式イメージインテンシファイアーに繋ぎ、ファイバーからの光信号を読み出した。(SFT の詳細については Appendix で詳しく述べる。) 初段のイメージインテンシファイアーの口径は 100mm、2 段目と 3 段目と 4 段目は口径 25mm、ファイバーオプティクスウインドウで中継して CCD で読み出した。このイメージインテンシファイアーチェーン (以後 II-chain と略す) の初段の入射面の光検出感度は約 20% である。SFT の最小電離粒子に対する検出感度は、シンチレーションファイバーをシート状に 2 層重ねた u,v-projection で 93% である。ステーション 1 と 2、ステーション 3 と 4 を一組にしてそれぞれ 3 本、計 6 本の II-chain で読み出した。これらは解析用の電磁石の漏れ磁場による影響を防ぐために、それぞれ磁気シールドを取り付けた。図 3.8(u)、図 3.9(v)、図 3.10(x) に SFT

で捕らえたニュートリノ反応を紹介する。捕らえた飛跡の位置の分解能(標準偏差)は  $u,v$ -projection で  $130\mu\text{m}$  であった。その分布を図 3.11 に示す。

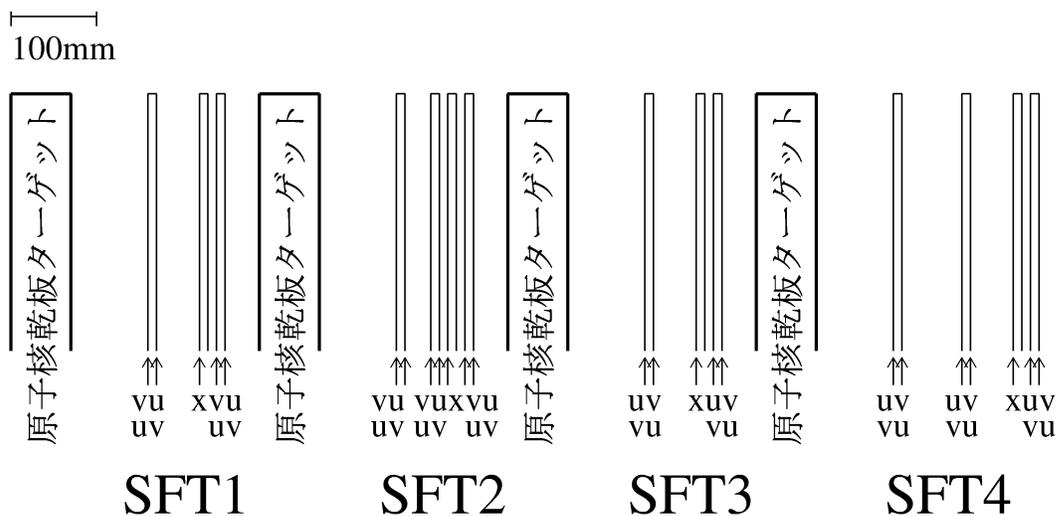


図 3.6: ビーム方向の SFT の配置 ( $u,v,x$ -projection)

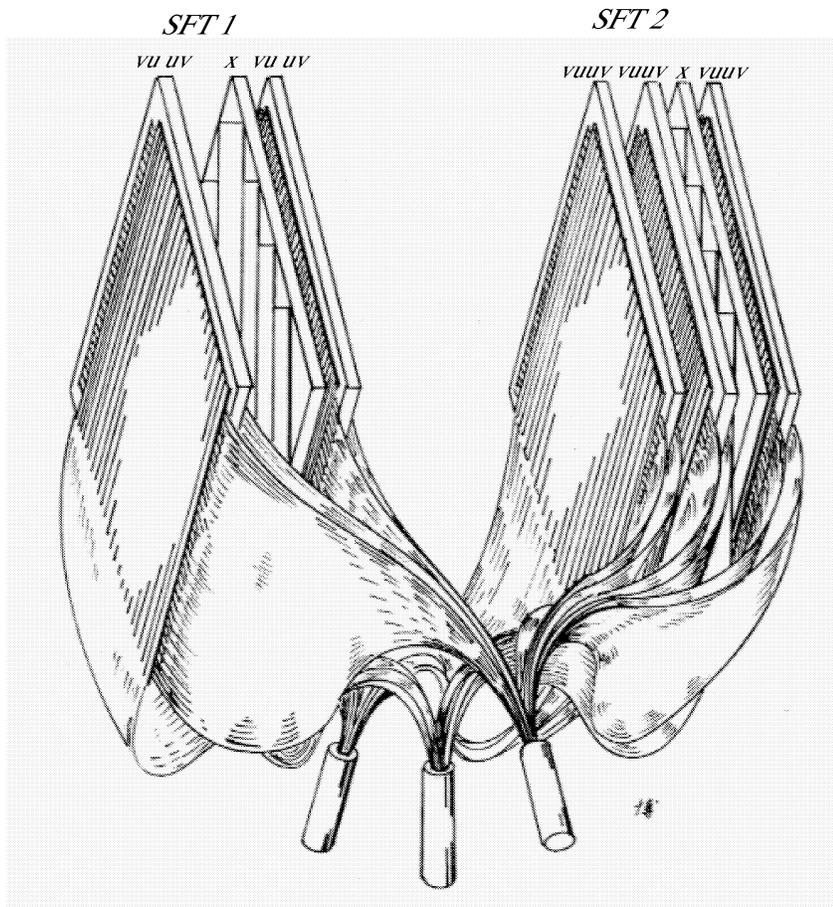
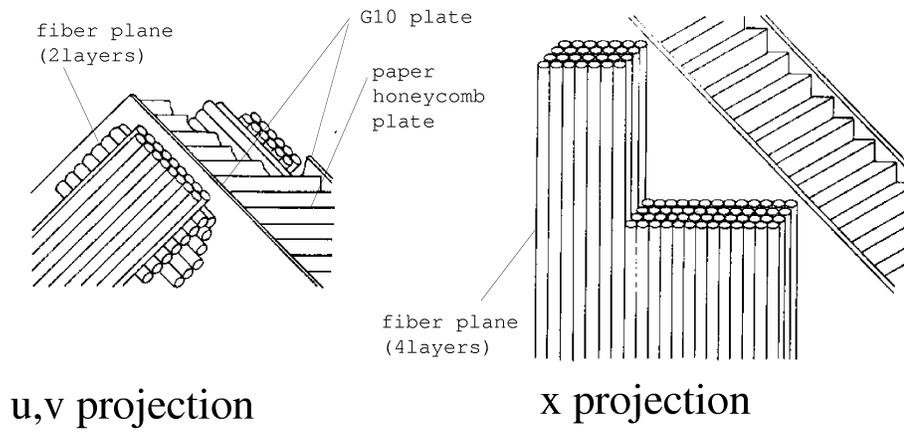


図 3.7: SFT の構造、Fiber を 1cm 厚のハニカム板に貼り付けて支え、2station 分の Fiber を束ねて 3 本の II-chain で読み出した。

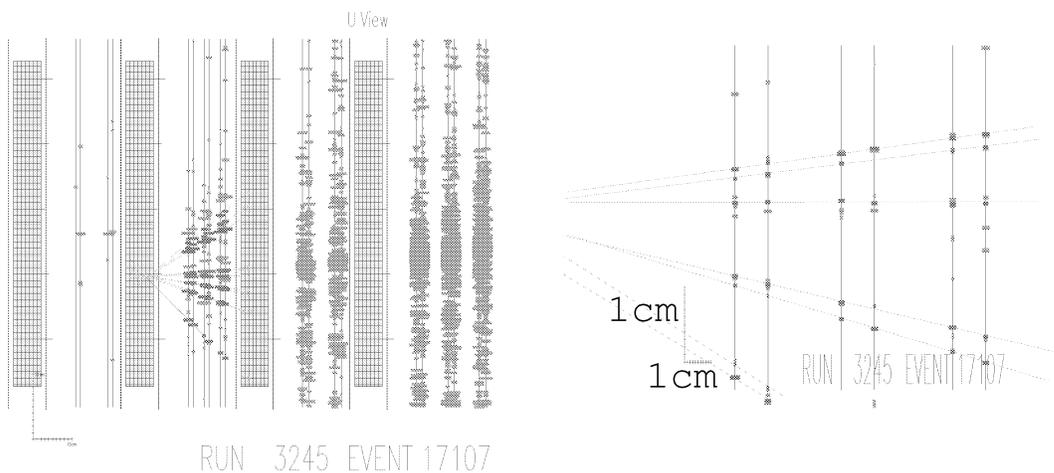


図 3.8: SFT で捕らえたニュートリノ反応 (u-projection)。反応は第 2 番目の原子核乾板ターゲットにあり、8 本程度の荷電粒子を伴っている。第 3、第 4 のターゲットはそれぞれ  $2X_0$  であり、反応点から発生した  $\pi_0 \rightarrow 2\gamma$  のガンマ線等によるカスケードシャワーで大量のヒットになっている。右図は反応点直下の拡大。

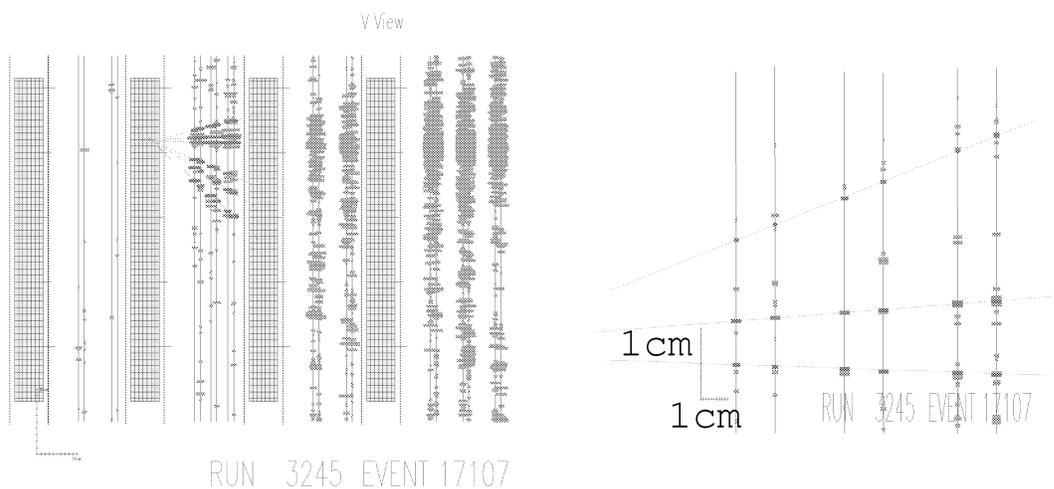


図 3.9: SFT で捕らえたニュートリノ反応 (v-projection)

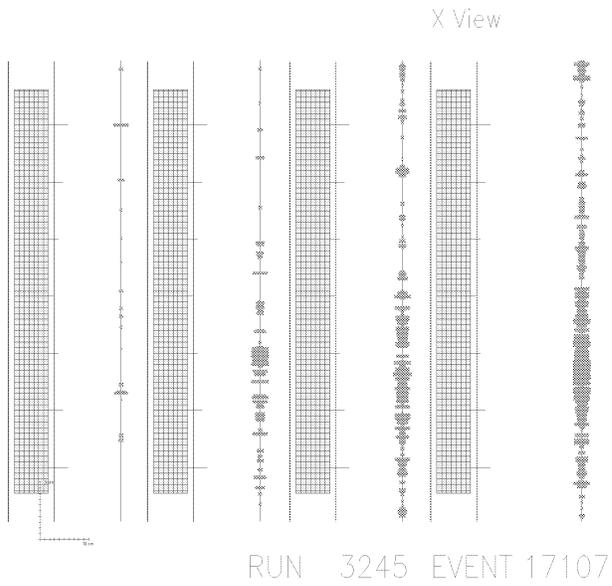


図 3.10: SFT で捕らえたニュートリノ反応 (x-projection)

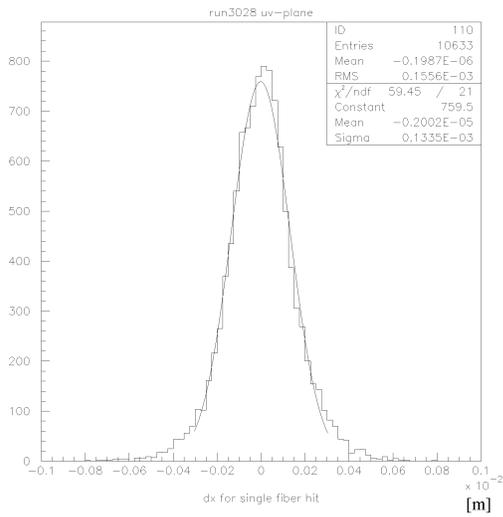


図 3.11: SFT による飛跡検出の位置精度

### 3.4 magnet,DC,EMcal

ニュートリノ反応で生成する粒子の運動量と電荷を知る為に空芯磁石と Drift Chamber(DC)を設置した。電子の同定とエネルギーを知る目的で Electromagnetic Calorimeter(EMcal)を設置した。しかし前図から分かるように原子核乾板モジュールの出口では電磁カスケードシャワーが発達し、更にシールドに1放射長厚の鉛を原子核乾板 SFT ハイブリッドターゲットと DC の間に挿入したことにより一本一本の飛跡を SFT と DC で対応づけることは困難であり、ミュー粒子の追跡以外役にたっていない。

### 3.5 $\mu$ -ID カウンター

チャーム粒子とタウ粒子とを判別するためにミューニュートリノ反応で生成するミュー粒子を捕らえる事が必要である。

$\mu$ -ID カウンターは3枚(42cm、91cm、91cm)の鉄のシールドとセグメント化された検出器からなる(図 3.12)。検出器は4cm幅の比例計数管部とシンチレータ部から成っている(図 3.13)。2章で示したようにミュー粒子の密度は左右の周辺部が高いため、応答の速いシンチレータを用いた。しかし設計が悪く実際にはシンチレータ部は全く役に立たなかった。ニュートリノ反応で発生したミュー粒子が EMcal を通って3枚の鉄の壁を通過するのに最低 3.3GeV のエネルギーが必要である。チャーム粒子生成をするミューニュートリノ反応からのミュー粒子に対して、シンチレータ部を除いて80%のアクセプタンスがある。

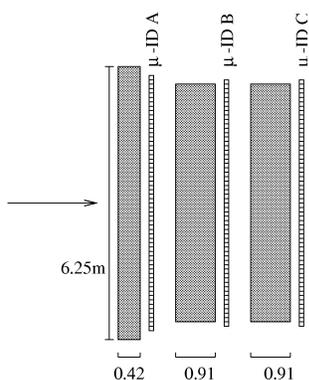


図 3.12:  $\mu$ -ID カウンター。鉄のシールドと 4cm にセグメント化したミュー粒子検出器から成る。 $\mu$ -IDA に辿りつくには 1.2GeV、 $\mu$ -IDB、C にはそれぞれ 2.3、3.3GeV が必要である。

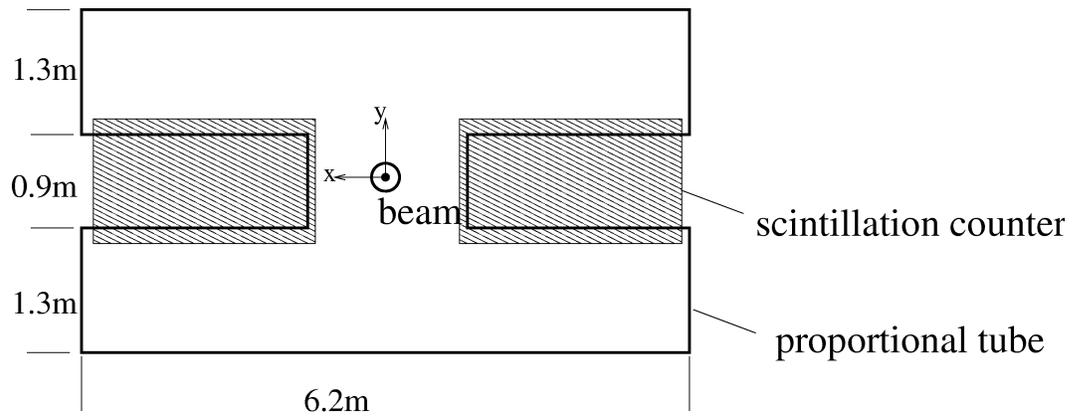


図 3.13: ミュー粒子検出器



## 第4章 DONUTデータの蓄積

### 4.1 トリガー

図 4.1 にトリガーカウンターの位置と構成を示す。トリガーカウンター T1、T2 は SFT と同じ直径  $495\mu\text{m}$  の Scintillating Fiber シート (7 層) で作られており、幅 10cm 毎に分けて浜松ホトニクス (株) が新しく開発した磁場に強いコンパクトなメタルカノン光電子増倍管で読み出した。DONUT で使用した陽子ビームは slow spill で、1 周期は 40 秒の加速時間と 20 秒の放出で約 1 分である。20 秒のビーム照射中にターゲット領域を通過する粒子は約 2000 本である。基本的なトリガー論理は VETO カウンターと T1、T2、T3 の信号を用いて VETO が光っていないこと、かつ複数の飛跡があることを要求した (図 4.2)。照射期間の終盤は EMcal にある程度のエネルギー損失があれば T1、T2、T3 で一本の飛跡のみが捕らえられた時にでもトリガーをかけた。トリガーがかかった際、デッドタイムとして一番効いてくるのは SFT の II-chain による読み出しで、1/30 秒を必要とする。デッドタイムによるロスはトリガーレートによるが、平均して約 10% であった。

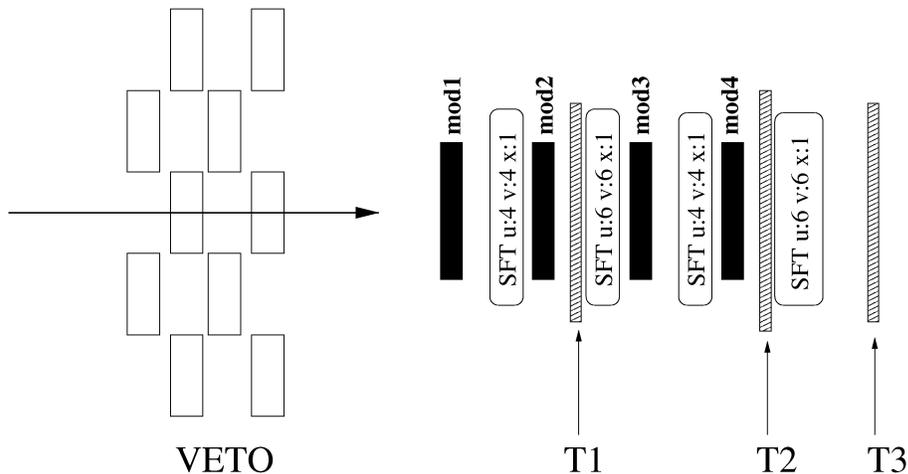


図 4.1: トリガーカウンターの配置

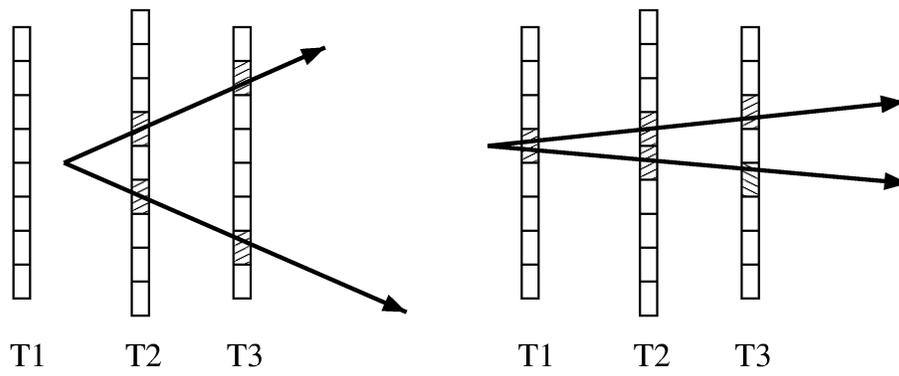


図 4.2: VETO カウンターはヒットが無く T1,T2,T3 に二本以上の飛跡のヒットがある事がトリガー条件

## 4.2 ビーム照射

1997年の4月から本番の原子核乾板のモジュールを設置し、照射を開始した。原子核乾板ターゲットはバックグラウンドの飛跡の蓄積量を抑える為に照射の途中で交換を行ったが、ニュートリノの照射はそのタイミングで4つの period に分けられる。各 period に照射した陽子数を表 4.1 に示す。表 4.2 には各 period に4つの station に挿入した原子核乾板モジュール (mod1~mod8) を示す。

1997年9月4日まで照射を行い、ダンプに照射した陽子数は、検出器のデッドタイムを差し引いた量で  $3.5 \times 10^{17}$  である。これはプロポーザルに比べて6分の1でしかない。

各原子核乾板モジュール毎の期待されるニュートリノ反応数等を表 4.3 に示す。また原子核乾板ターゲットタイプ毎の予想数を表 4.4 に示す。トリガー数は表 4.1 に示すように、 $3960 \times 10^3$  事象であったが、原子核乾板ターゲットに実際蓄積したニュートリノ反応の総数は  $\nu_\mu$ 、 $\nu_e$ 、 $\nu_\tau$  合わせて約 1100 反応であると見積もられ、1/1000 以上の濃縮が必要であった。

period	期間	陽子数 ( $\times 10^{16}$ )	トリガー数 ( $\times 10^3$ )
1	4/13 ~ 5/14	5.40	646
2	~ 6/16	4.40	282
3	~ 7/30	10.3	1250
4	~ 9/04	15.5	1780
		35.6	3960

表 4.1: 期間毎の照射状況

period	期間	station1	station2	station3	station4	CS 番号
1	4/13 ~ 5/14	mod1		mod3		1 ~ 4
2	~ 6/16	mod1		mod3	mod4	5 ~ 6
3	~ 7/30	mod1	mod2	mod7	mod4	7 ~ 12
4	~ 9/04	mod5	mod2	mod7	mod8	13 ~ 16

表 4.2: 期間毎の挿入モジュール

モジュール名	質量 (kg)	陽子数 ( $\times 10^{16}$ )	$\nu$ 反応数期待値
mod1	104.1	20.1	236
mod2	69.6	25.8	202
mod3	104.1	9.8	115
mod4	69.5	14.7	115
mod5	70.7	15.5	124
mod7	69.8	25.8	203
mod8	60.3	15.5	105
			1100

表 4.3: 各原子核乾板モジュールのニュートリノ反応期待値

type	$\nu$ 反応数期待値
ecc200	357
ecc800	384
bulk	326
その他	33
	1100

表 4.4: 各原子核乾板モジュール型のニュートリノ反応数期待値

## 第5章 ニュートリノ反応の検出

トリガーされた  $4.0 \times 10^6$  例の事象に含まれる原子核乾板ターゲットによるニュートリノ反応数は  $1100 \pm 200$  例と見積もられる。予想値の不確定性は主に  $800\text{GeV}$  陽子とタングステン標的のチャーム粒子の生成断面積の不確定性によるものである。

ニュートリノ反応の検出は第1に、ニュートリノ反応と思われる事象の選別であり、第2に、原子核乾板ターゲットでの探索である。

### 5.1 ニュートリノ反応の選別

トリガーされた事象に対して、まず1)SFTでu、vいずれかの projection で反応点が構成できること、2)DCで再構成された飛跡が原子核乾板ターゲットの方向から飛来したと見なせること、3)EMcalに  $20\text{GeV}/c$  以上のエネルギーを落としていること、の3つの条件のいずれかを満たす事象を選別した。これによって  $262 \times 10^3$  の事象が残った。次にトリガーロジックを構成している3つのT1、T2、T3の時刻差を評価して、 $T2 - T1$ 、 $T3 - T1$ 、 $T3 - T2$ のうち少なくとも一つは10ns以下であることとDCの総hit数が12以上であることを要求した。この時点で  $64 \times 10^3$  事象になった。最後はSFTの情報を一事象ごとに画面に映して人の目でニュートリノ反応を判別して約900反応を選びだした。

900反応については再度見直しを行って、原子核乾板モジュールでの解析領域内にあるニュートリノ反応を選別した。原子核乾板の端15mmと原子核乾板モジュールの下流5mm以内にあるものは有効領域外として除き698反応を選び出した。この有効領域の限定によってニュートリノ反応の期待値1100のうち約80%の900が含まれると期待される。原子核乾板モジュール毎に選別された反応数と期待値の比較を表5.1に示す。stationは上流から1,2,3,4である。station毎の統計を表5.2にまとめ直すと明らかに下流側のstationが高い割合で選出されている。上流側の反応はより多くのSFTの情報を使用できるため、反応点の再構成の効率は良いはずであるが、予想通りでないのは現在の選別方法に偏りがあることを示しており、今後改善すべき課題である。表5.2において、全てのstationでstation4と同程度の割合で反応を

選出できるとすると反応数は  $902 \times 169/180 = 847$  と現在の反応数の約2割増となる。

module	station	期待値	有効領域内期待値	選出数	割合 (%)
mod1	1	236	194	124	64
mod2	2	202	166	127	77
mod3	3	115	94	81	86
mod4	4	115	94	87	93
mod5	1	124	102	71	70
mod7	3	203	166	126	76
mod8	4	105	86	82	95
計		1100	902	698	77

表 5.1: 原子核乾板モジュール毎の選別された反応数

station	期待値	有効領域内期待値	選出数	割合 (%)
1	360	295	195	66
2	202	166	127	77
3	318	261	207	79
4	220	180	169	94
計	1100	902	698	77

表 5.2: station 毎の選別された反応数

## 5.2 原子核乾板によるニュートリノ反応の探索(その1)

反応点探索は、まず最初は CHORUS の手法に倣って SFT で一本一本の飛跡を捕らえて CS に接続し、その後原子核乾板モジュール内を下流から順次追い上げて反応点に行き着く「scan back 法」で行った [12]。scan back 法は、SFT で少なくとも一本の飛跡を捕らえることができれば良い。しかし原子核乾板に蓄積した飛跡は SFT の予測する位置分解能によって、1 本に限定できる密度以下でなければならない。原

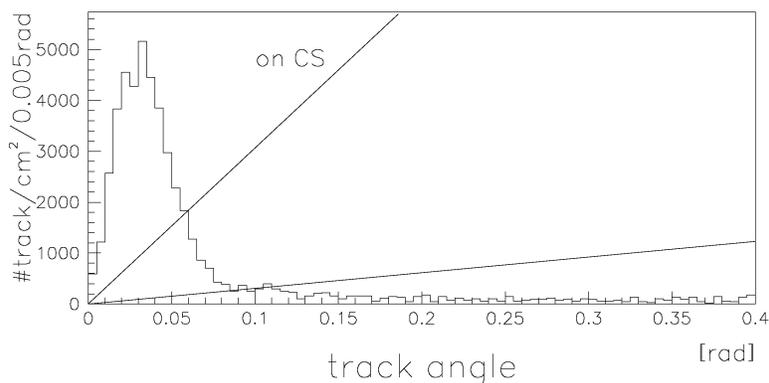


図 5.1: 原子核乾板中の飛跡の角度別の密度 (mod1 の中央付近)。直線は  $\pm 1\text{mm}$ 、 $\pm 8\text{mrad}$  の予測領域内で 1 本が混入する条件。上の直線は交換したことにより CS 上では約 10 分の 1 の飛跡密度になっていることを考慮したもの。

子核乾板ターゲットには 2.3 節で述べた様に小さな角度付近にミュー粒子の飛跡が集中している。SFT の位置精度 (図 3.11) から、CS 上の予測範囲はおよそ  $\pm 1\text{mm}$ 、 $\pm 8\text{mrad}$  ( $3\sigma$ ) である (Appendix 参照)。

図 5.1 のヒストグラムは原子核乾板ターゲットでの飛跡の角度別密度分布の一例である。ここで予測範囲内に混入する飛跡の本数が一定である条件は、円周方向に積分することにより図中で原点を始点とする直線で表される。図 5.1 の二本の直線は SFT の予測範囲に一本の飛跡が混入する条件を示している。2 本のうちの上の直線は、CS 上の飛跡密度が交換したことによって約 10 分の 1 になっていることを考慮したものである。これにより目的の飛跡以外に 1 本以上が混入する飛跡密度の高い角度領域は避け、 $\tan\theta \geq 50\text{mrad}$  の角度領域を scan back 法での反応点検出の対象にした。

scan back 法は SFT による 698 ニュートリノ反応の選び出しと並行して進めた。結果的に scan back 法は途中で限界が見えて打ち切ることになったが、それまでに 450 反応を対象とした。これらは表 4.2 で period1 の mod1、mod3、period2 の mod1、mod3 と period4 の mod5、mod2、mod7、mod8 の各ターゲットでの反応である。表 5.3 に分類を示す。反応点検出に成功した 89 反応のうち、2 反応は最初に手動で反応点の探索に成功した事象である。図 5.2、図 5.3 は測定対象角度 ( $\tan\theta < 400\text{mrad}$ ) の範囲に  $\tan\theta < 50\text{mrad}$  の飛跡しかなく、scan back 法の対象にしなかった反応である。図 5.4、図 5.5 は飛跡の空間再構成が出来て、scan back 法の対象とした反応で、図 5.6、図 5.7 は飛跡が込み合っていて空間再構成が出来ない反応の例である。表 5.3 から半数以上の反応は scan back 法が適用できなかった。その主な理由は反応点からの  $\pi^0$  が崩壊したガンマ線による電磁シャワーで図 5.6、図 5.7 で見られる様

に飛跡の再構成が困難になってしまっている為である。しかしこれらの反応に対して  $u$ 、 $v$  の各プロジェクションで反応位置を予測することは出来る。次に紹介する新しい方法はこれらの反応の対応して直接反応点の予測位置を探索する方法である。

分類	反応数	検出数
$\tan\theta < 50\text{mrad}$ の飛跡のみ	39	—
飛跡の空間再構成可	201	89*
飛跡の空間再構成不可	210	—

表 5.3: scan back 法での反応点検出。\*うち 2 反応は初期の手動探索によって検出した

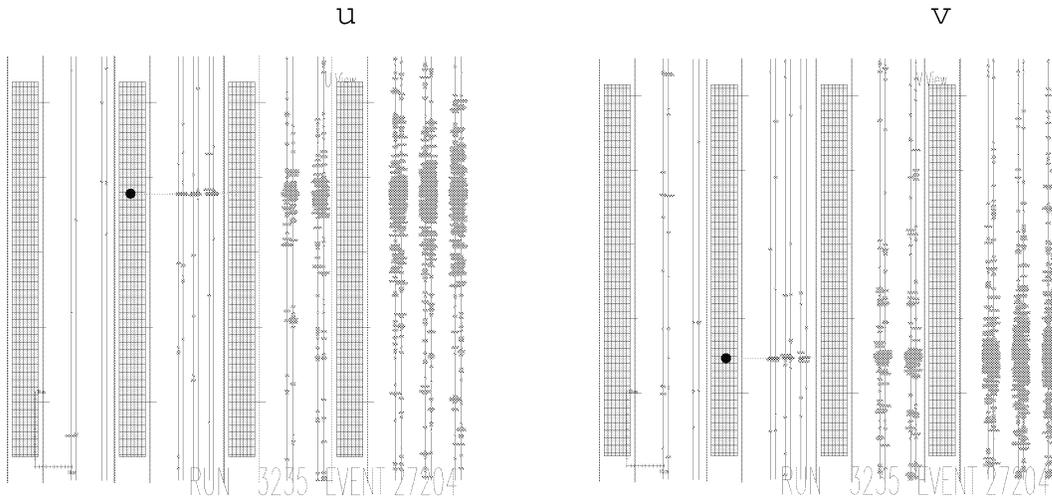


図 5.2:  $\theta < 50\text{mrad}$  の飛跡のみの反応 (柵目の部分が原子核乾板モジュールで柵目の大きさは  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$ )

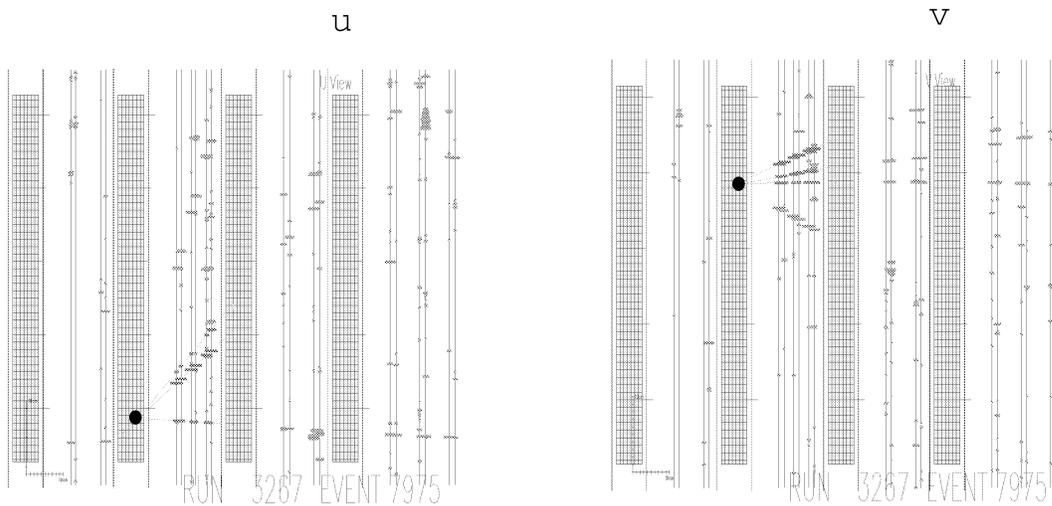


図 5.3:  $\theta < 50\text{mrad}$  の飛跡と測定保証外の飛跡 ( $\tan\theta > 0.4[\text{rad}]$ ) のみ。

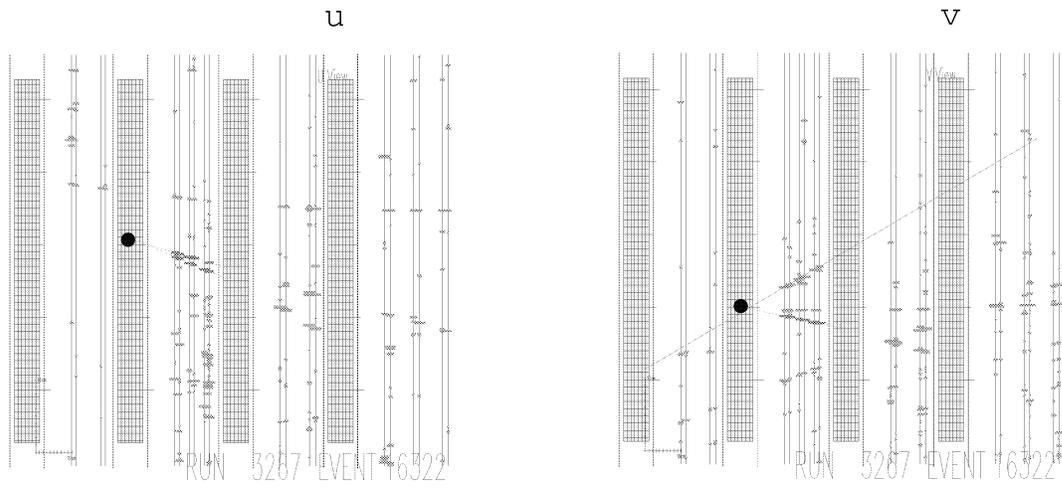


図 5.4: 飛跡の空間再構成が可能な反応

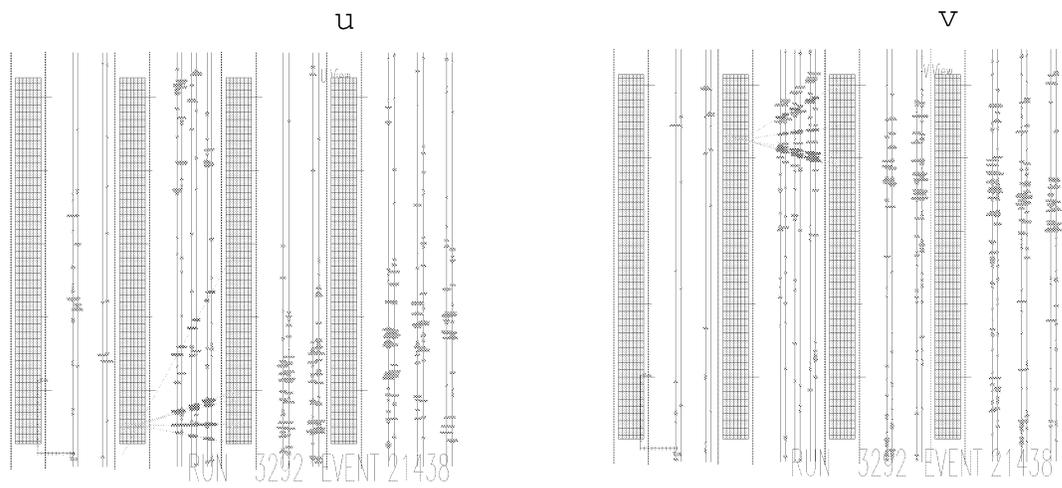


図 5.5: 飛跡の空間再構成が可能な反応

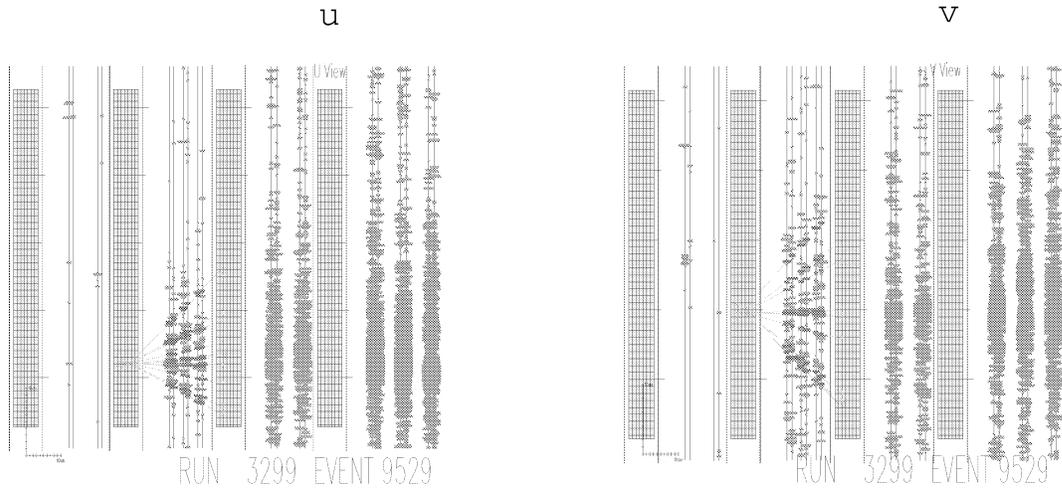


図 5.6: 込み合っていて飛跡の空間再構成が不可能な反応

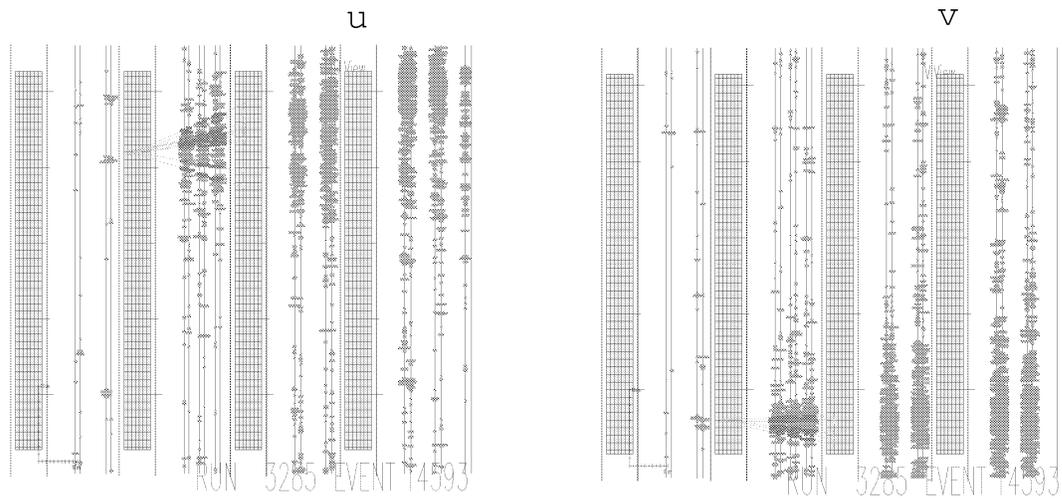


図 5.7: 込み合っていて飛跡の空間再構成が不可能な反応

### 5.3 原子核乾板によるニュートリノ反応の探索(その2)

scan back法の適用できない残りの半分以上の反応に対して開発した手法が「net scan法」である(Appendixに開発の略表)。net scan法は予測する反応点の場所で原子核乾板中の飛跡を全て読み出して、ニュートリノ反応点を探索する方法である。原子核乾板中の飛跡を再構成し、3本以上の飛跡が一点( $4\mu\text{m}$ 以内)で交わるものを探索する。最後にSFTで捕らえている飛跡の角度と比較して一致すればSFTで捕らえたニュートリノ反応とした。

この手法を実現する為には、高速の飛跡の読取り装置が開発が不可欠であった。

探索した体積はビームに垂直方向に約 $5\text{mm}\times 5\text{mm}$ 、ビーム方向に $10\sim 20\text{mm}$ である。

ECCに使われる原子核乾板の構造は図5.8のように透明なベースの両面に原子核乳剤を $100\mu\text{m}$ の厚さで塗布してある。原子核乾板は現像することにより厚さは約半分になり、解析時の厚さは $50\mu\text{m}$ である。BULKターゲットは乳剤層厚が片面 $350\mu\text{m}$ と厚いが、飛跡の認識と測定は、表面部 $100\mu\text{m}$ (解析時 $50\mu\text{m}$ )を使って行った。

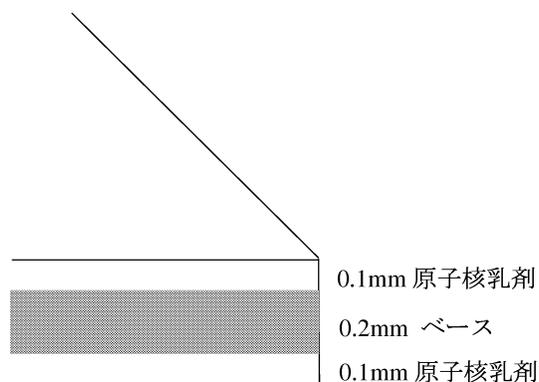


図 5.8: ecc200 に使用した原子核乾板の構造

原子核乾板1枚(厚さ $100\mu\text{m}$ )によって読み出される飛跡をマイクロトラックと呼び、「自動飛跡読み取り装置」で読み出すマイクロトラックの検出の効率は角度依存性があるが、顕微鏡の光軸(DONUTのビーム軸)に対して $0.3\text{rad}$ 以内では99.5%以上、角度の精度 $4\text{mrad}$ 、位置の精度 $0.3\mu\text{m}$ である[14]。原子核乾板ターゲット内に記録されたニュートリノ反応からの荷電粒子の飛跡は、マイクロトラックの連続的な繋がりとして認識される。図5.9で一枚目の測定点1、二枚目の測定点2、三枚目

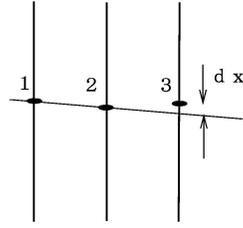


図 5.9: 3つのマイクロトラックの繋ぎ

の測定点3…として、点1と点2がすでに繋がれている場合に次の点3の繋ぎについて述べる。点1の位置  $(x_1, y_1, z_1)$  と点2の位置  $(x_2, y_2, z_2)$  を結んで得られる角度で延長した場所  $(x'_3, y'_3, z_3)$  と、点3の測定値  $(x_3, y_3, z_3)$  との食い違いを  $dx = x'_3 - x_3$ 、 $dy = y'_3 - y_3$ 、測定誤差  $\Delta X, \Delta Y$  としたとき、 $dx, dy$  はガウス分布となりその広がりには次のように表せる。

$$\sigma_{dx} = \sqrt{2(r^2 + r + 1)\Delta X^2 + \frac{1}{3}\left(\frac{13.6}{P\beta}\right)^2 (r^2 l_{12}^2 t_{12} + l_{23}^2 t_{23})} \quad (5.1)$$

ここで  $P$  は運動量 [MeV/c] であり、 $t_{12}, l_{12}$  は点1と点2との間の物質量と距離、 $t_{23}, l_{23}$  は点2と点3との間の物質量と距離である。 $r$  は距離の比で  $l_{23}/l_{12}$  と定義した。 $\sqrt{\quad}$  の中の2項目は多重電磁散乱によるもので、影響の大きさは運動量に反比例する。 $\sigma_{dy}$  も同様に表される。飛跡の繋ぎは、無限大の運動量をもつものに対して  $3\sigma$  の条件で行った。従って運動量の低い飛跡は多重電磁散乱の為に、ある割合で繋がられる割合が下がる。図 5.10 に運動量に対する飛跡の繋ぎの割合を示す。ecc に対しては鉄板の間を繋ぐ場合と、ベース間を繋ぐ場合の2つの曲線を示した。50%の繋ぎを確保する運動量は ecc200 と bulk で  $0.4\text{GeV}/c$  以上、ecc800 で  $0.6\text{GeV}/c$  以上としている。 $1\text{GeV}/c$  以上の荷電粒子に対してはどのタイプの原子核乾板ターゲットも 80%以上を確保している。

荷電粒子が途中で崩壊したり、2次反応を起こした場合は、マイクロトラックのつながりは途切れる。ニュートリノ反応から発生する粒子は原子核乾板ターゲットの途中の乾板からマイクロトラックが繋がっていく飛跡となる。途中で途切れた飛跡と途中から発生する飛跡が繋がっていくような場合は「飛跡の折れ曲がり」であり、タウ粒子やチャーム粒子の崩壊、弾性散乱を受けた荷電粒子の飛跡等である。途中で途切れた飛跡は、急に運動量を失って大きな散乱を受ける場合や生成粒子が全て中性の2次衝突の場合等である。途中から発生する飛跡はガンマー線の電子対創

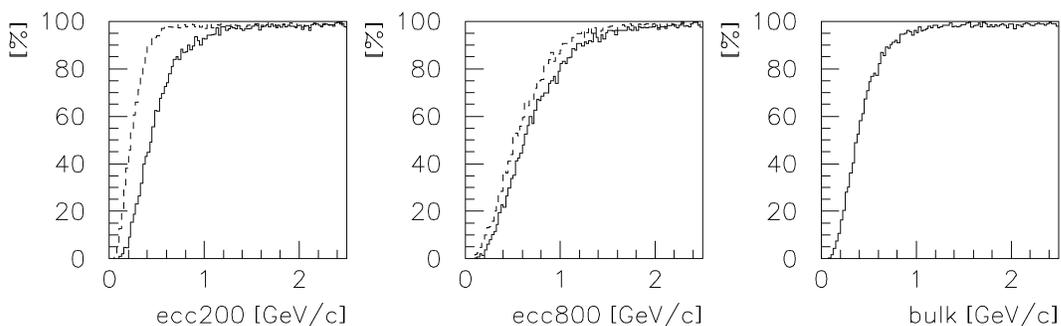


図 5.10: MC で求めた飛跡の繋ぎの割合の運動量依存性。ECC については鉄板間 (実線) とベース間 (点線) の二種類を示した。

生の場合もある (図 5.11)。

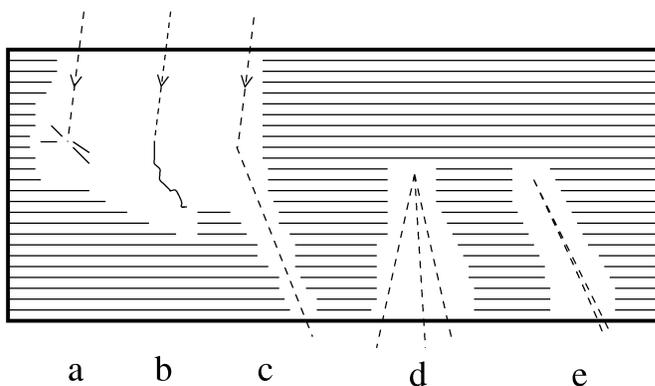


図 5.11: 探索領域中の様々な飛跡の例。途中で止まるもの (a. 二次反応, b. 電子が急激にエネルギーを失う場合, c. タウ粒子やチャーム粒子の崩壊)、発生するもの (d. ニュートリノ反応, e. ガンマ線電子対創生)

図 5.12 に net scan 法でニュートリノ反応を選び出す過程を紹介する。 $5 \times 5\text{mm}^2$  を貫いている飛跡は約  $10^4$  本で、マイクロトラックの繋ぎの結果、領域内で始まっているものだけに限定すると領域全体で 5% 程度が主に再構成の失敗によって残る。そのうち低運動量のものを除き、複数の飛跡の一点収束 ( $4\mu\text{m}$ ) を要求することで、反応点の探索を行う。

698 反応から既に検出した 89 反応を引いた、残りに対しての分類を表 5.4 に示す。表の 1) から 4) は今回 net scan 法での反応点検出を保留したものである。現段階では反応点の検出を 3 本以上の飛跡が一点に収束していることを条件にしたため、「2 本以下の飛跡しか期待できない反応」は保留した。また場所によって 2.3 節で述べ

た回り込みのミュー粒子の飛跡が大量に入っており処理が困難なため、「飛跡密度が高い領域の反応」も保留した。

net scan 法は 357 例について行って、173 例のニュートリノ反応の検出に成功した。

保留した反応は今後オフラインソフトの改良によって対処されると期待される。また「予測領域の精度の特に悪い反応」は探索領域を広げる必要があるが、それには更なる読み出し速度の向上が必要である。

母数	698
反応点検出済み (scan back 法により)	89
<b>net scan 法を試行</b>	
反応点検出	173
未検出	184
<b>保留</b>	
1) 2 本以下の飛跡しか期待できない反応	137
2) 飛跡密度が高い領域の反応	55
3) 予測位置の精度の特に悪い反応	49
4) 未試行	11

表 5.4: net scan 法の結果

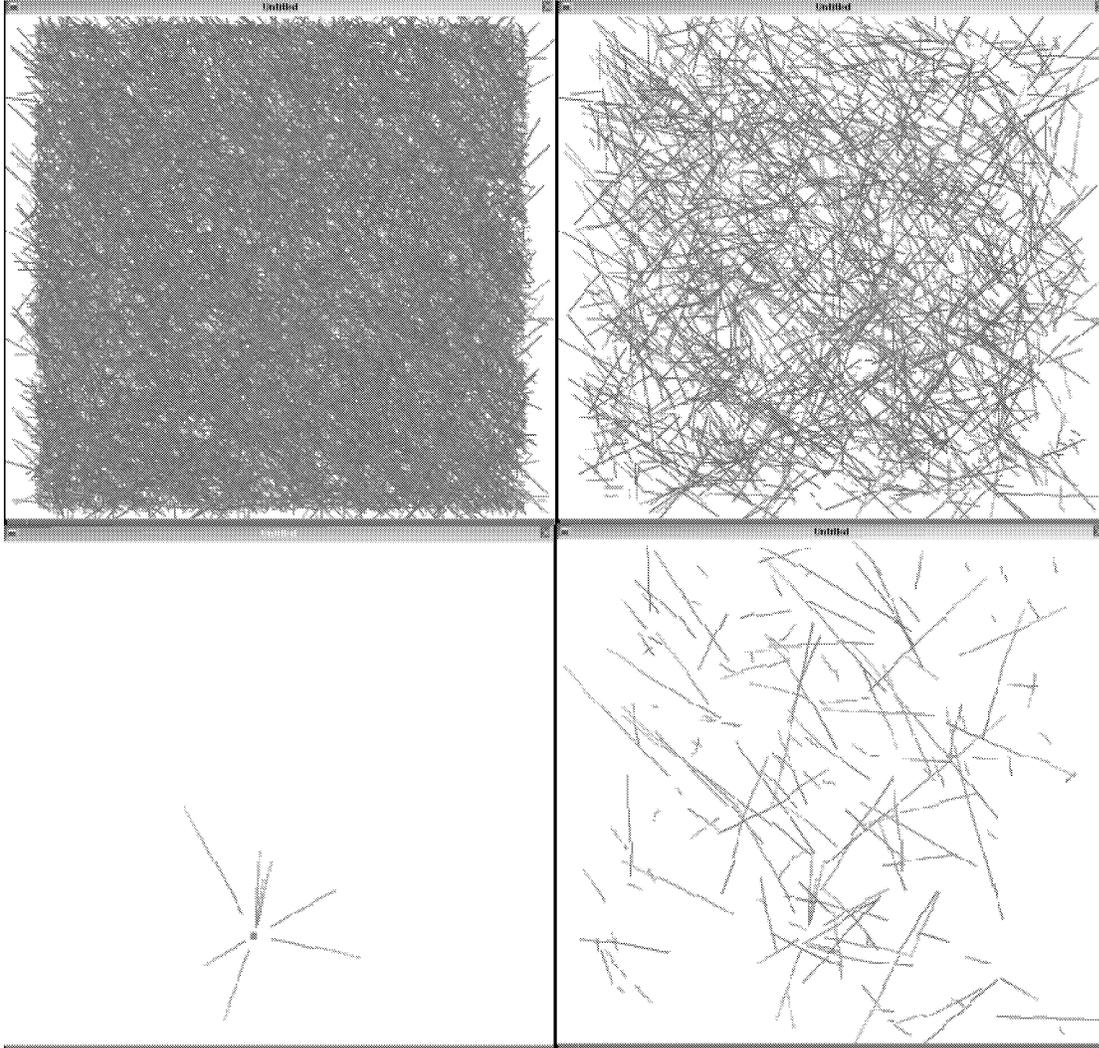


図 5.12: net scan 反応点探索の各段階 (左上から時計回り)。1) 読み込んだ全ての飛跡 ( $5 \times 5\text{mm}^2$ )、2) 測定領域を突き抜けている飛跡の排除、3) 低運動量の飛跡の排除、4) 一点 ( $4\mu\text{m}$  以内) 収束している飛跡

## 5.4 反応点検出のまとめ

原子核乾板モジュール内のニュートリノ反応として選別した 698 反応のうち scan back 法、net scan 法合わせて 499 反応の反応点検出を試み、初めに 2 反応、scan back 法によって 87 反応、net scan 法によって 173 反応の計 262 反応の検出に成功した。

反応点のターゲットタイプ毎の検出数を表 5.5 に示す。期待反応数との割合は、bulk 中の反応が少し高くなっている。表の括弧内は、scan back 法によって検出された反応数で、bulk 中の反応に対して高い割合を占めている。scan back 法において、原子核乾板ターゲット中を追い上げてきた飛跡の途切れた位置を探索しているため、最後に反応点そのものを確認できる bulk での検出効率が高くなったことによる違いが表れている。

scan back 法及び、net scan 法による反応点検出で対象にしなかった反応も、今後のオフラインソフトの改良によって検出が可能になると期待される。

module type	反応数 (scan back 法)	期待数	割合 (%)
ecc200	73(15)	293	25
ecc800	81(20)	315	26
bulk	100(52)	267	37
その他	8(0)	27	30
	262	902	29

表 5.5: 反応点の原子核乾板ターゲットタイプの内訳



## 第6章 検出した反応の描像

原子核乾板ターゲットで検出したニュートリノ反応に対して、反応点探索の過程で生じた偏りを、ニュートリノ反応点からの発生粒子数について M.C.simulation と比較して分析した。

### 6.1 発生粒子の解析

ニュートリノ反応点を検出した全 262 反応について、タウニュートリノ反応探索の為に net scan による飛跡の再測定を行った。以降で対象とする反応は、飛跡の再構成においてアラインメントが問題なく行われた 203 反応である。残りの 59 反応については、今後のオフラインソフトの改良を待たなければならない。203 例の内訳は ecc200 で 63 反応、ecc800 で 58 反応、bulk で 79 反応、bulkecc は 3 反応である。

net scan の用語は前述したものもあるが繰り返すと、一枚の原子核乾板の飛跡の位置と角度の情報を「マイクロトラック」と呼び、認識面を一枚ずつの「プレート」と呼ぶ。複数の乾板に接続された一連の飛跡を「トラック」とする。トラックに含まれるマイクロトラックの数が「セグメント数」で、3つのマイクロトラックで構成されたトラックを「3セグメントトラック」などと称す。

タウニュートリノ反応探索の領域は、タウ粒子の飛距離を考慮して一次反応点から下流側に  $2.6 \times 2.6 \times 10\text{mm}$  である。各ターゲットタイプ毎のマイクロトラックを測定した位置を図 6.1 に示す。bulk type に対しても 1 プレーットの飛跡の認識は上流の約  $100\mu\text{m}$  のみを使って飛跡を測定した。マイクロトラックの測定点のビーム方向の密度は ecc200 が最も高く 2 点/1.4mm、次いで bulk で 2 点/1.58mm、ecc800 は 2 点/2mm である。

アラインメント精度の分布を図 6.2 に示す。平均値は ECC で  $0.3\mu\text{m}(\text{space})$ 、BULK で  $0.4\mu\text{m}(\text{space})$  と BULK は ECC よりも悪い値となっている。多重電磁散乱は ECC の方が BULK より大きい。BULK の精度が悪いのは乾燥時の局所的な歪が ECC の乾板よりも大きい為だと考えられる。

マイクロトラックの検出効率の分布を図 6.3 に示す。角度領域毎に分けて表示し

た。角度の大きい飛跡は検出効率が低い側に分布する傾向にある。

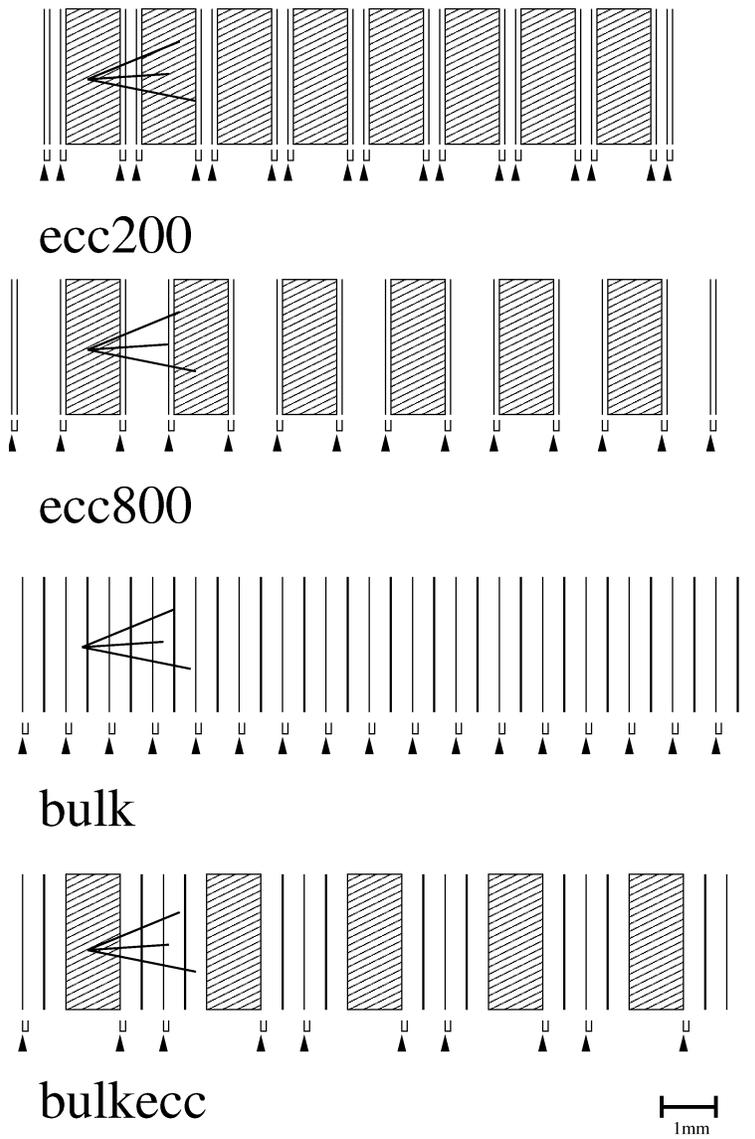


図 6.1: マイクロトラックを測定した位置を（黒三角）で示す。

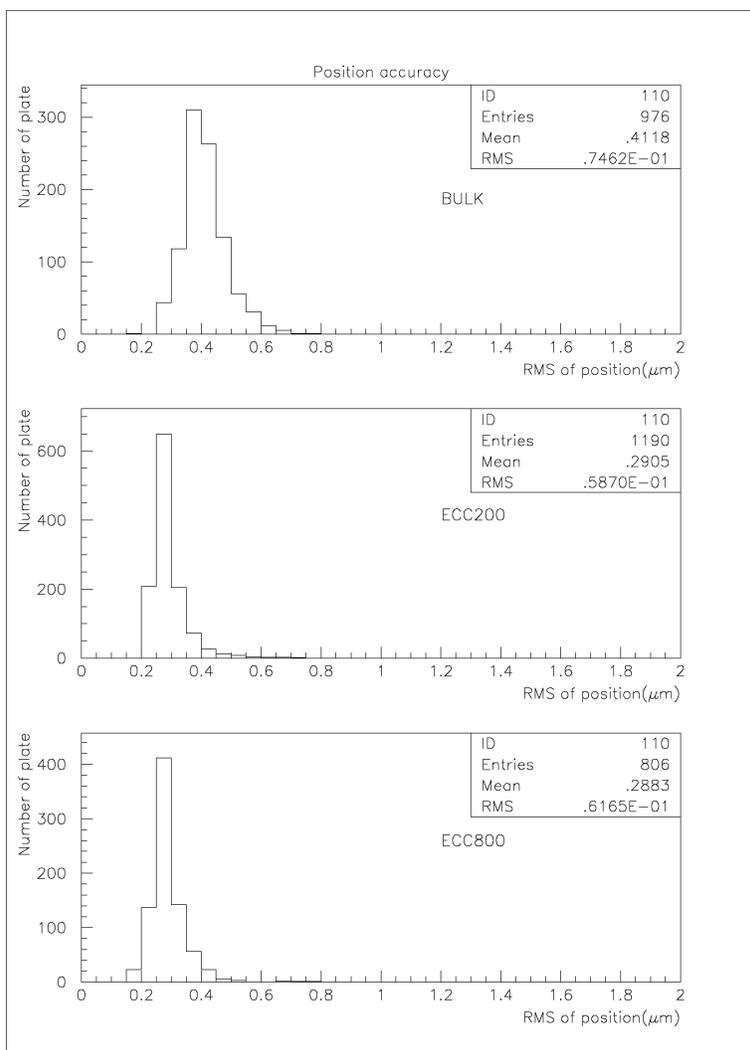


図 6.2: アラインメントの精度の分布

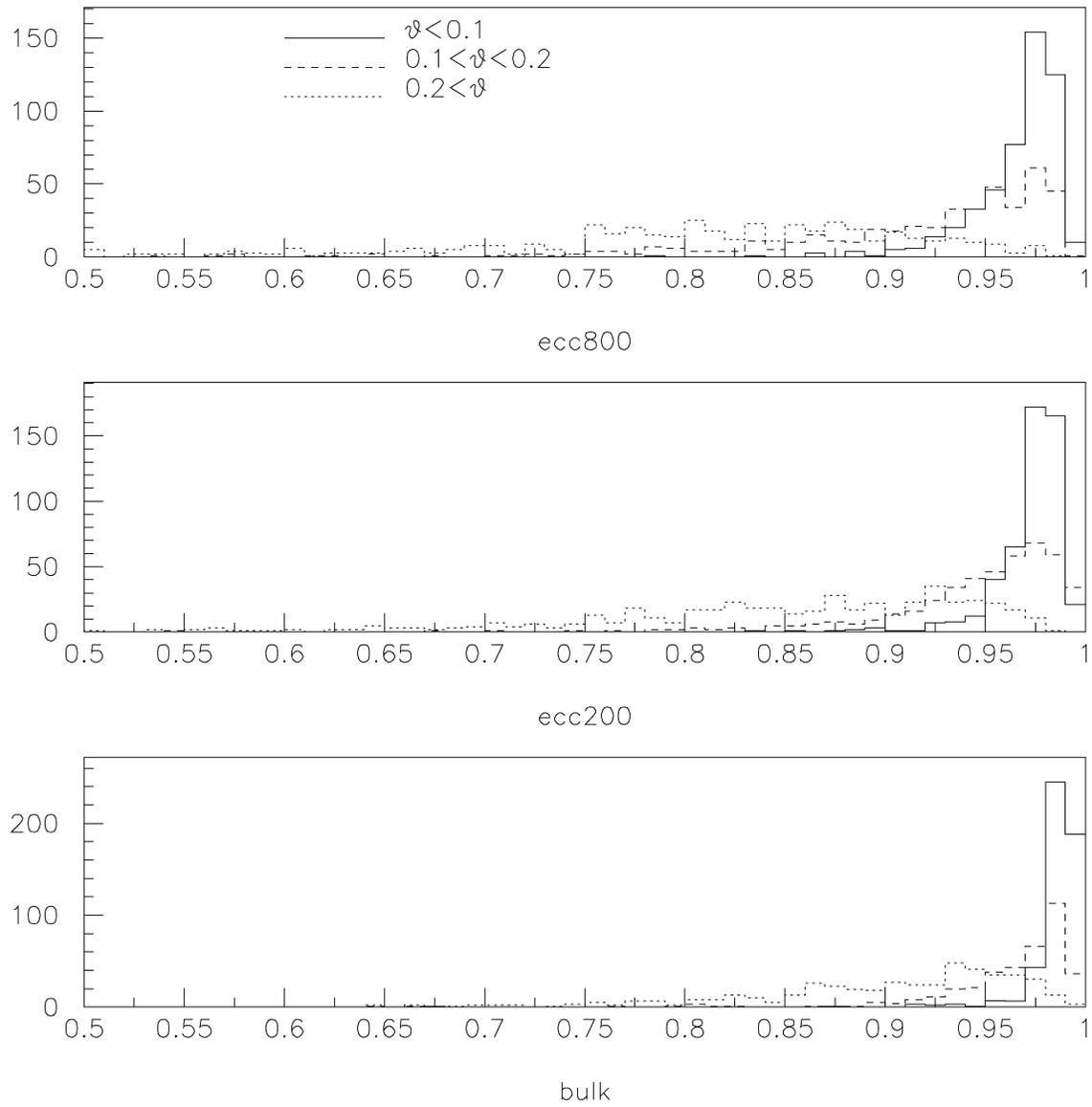


図 6.3: 角度別の net scan data 検出効率 (再構成を含む) の分布

### 6.1.1 ニュートリノ反応で作られた粒子

反応点から発生する粒子を次の条件で選出した。

- 反応点に対する最接近距離 ( $IP$  と略す) が  $15\mu\text{m}$  以下であること。
- 2セグメント以上繋がっていること。
- つながりが、直線と見なせるもの。

この条件で 203 事象に対して、反応点から発生した粒子として 990 本の飛跡を選出した。 $15\mu\text{m} < IP < 500\mu\text{m}$  より求めた、途中から発生したとされる飛跡密度は  $6400 \text{本}/\text{cm}^2 \cdot \text{pl}$  であり、これから 203 反応の  $15\mu\text{m}$  以下に混入してくる本数は  $6400 \times (15 \times 10^{-4})^2 \pi \times 203(\text{ev}) \times 2(\text{pl}) = 18 \text{本}$  となり約 2% であると見積もられる。

bulk 中の反応は手動解析によって直接反応点を確認することができるので、79 個についての確認を行った。結果を表 6.1 に示す。反応点の近傍を突き抜けている飛跡によるものを「through」と分類し、飛跡が存在しない場合は「fake」と分類した。「fake」の原因は全て真の発生粒子の飛跡の二重カウントによるものであった。ここでの「true」は反応点で発生した  $\pi^0$  の崩壊によるガンマ線の電子対生成を含んでいる (期待値 12pair)。確認できた電子対は 5pair であった。期待値に対して少ないのは肉眼による識別で極近傍で発生したものを見逃していることも一因であると考えられる。

「through」と「fake」の割合は  $9/370=2.4\%$  でバックグラウンドの見積りと一致している。

total	370
true track	361
through track	2
fake track	7

表 6.1: bulk の手動解析

ニュートリノ反応点で発生した粒子の検出効率の角度依存性は図 6.3 の各ターゲットタイプの検出効率を用いて、発生粒子の飛跡選出の条件から表 6.2 となる。

以上により 203 反応、990 本の粒子から、発生粒子数分布と角度分布が得られた (図 6.4、図 6.5)。図の点線は各ターゲットの角度別の検出効率を考慮して補正した分布である。以降の分析には補正をかけた分布を用いる。

$\theta$ [rad]	0 ~ 0.1	0.1 ~ 0.2	0.2 ~ 0.4
type			
ecc200	0.998	0.994	0.951
ecc800	0.998	0.985	0.915
bulk	1.000	0.997	0.981

表 6.2: 発生粒子の飛跡の検出効率の角度依存性

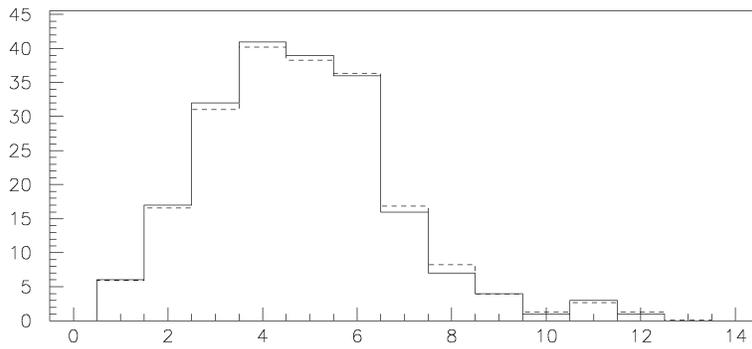


図 6.4: 反応毎の発生粒子数分布 (点線は検出効率補正後)

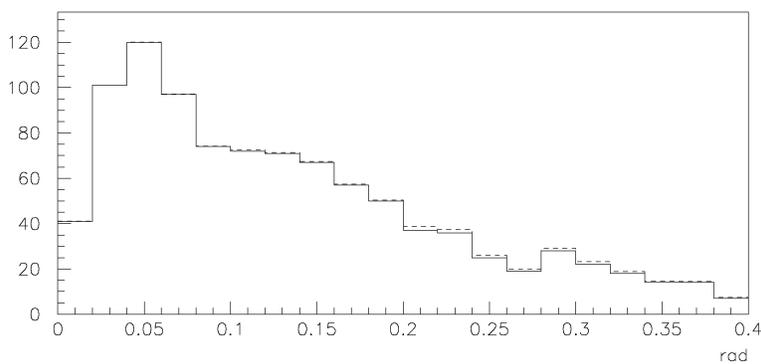


図 6.5: 発生粒子数角度分布 (点線は検出効率補正後)

### 6.1.2 M.C. simulation との比較

予想されるニュートリノのエネルギー分布に従ってM.C.simulation(PHYSIA5.7[13])を行った。ミューニュートリノと電子ニュートリノを同数生成し、反ニュートリノは反応断面積を考慮してニュートリノの半数生成した。各反応毎の生成粒子数の分布をデータと比べたものを図6.6に示す。点線がM.C.simulationの分布である。ここでは反応選別の際にSFTで発生粒子数が3本未満の反応は探索を保留していること、net scan法において3本以上の飛跡の一点収束を要求していることから、発生粒子数が少ない反応は抑制されていると考えて5本以上のところでM.C.simulationの結果を規格化した。発生粒子数に対する偏りは5本以上のところを1としたとき表6.3となる。

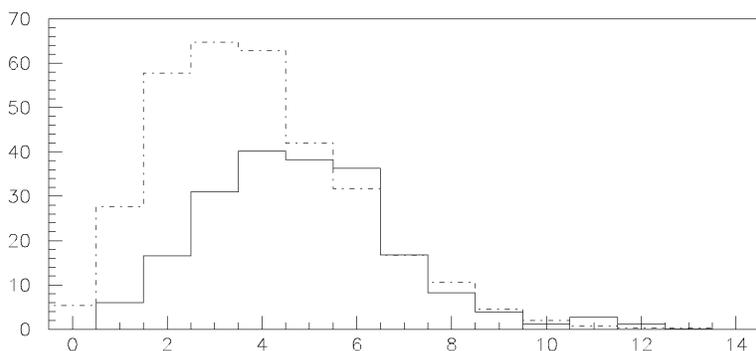


図 6.6: 発生粒子数の期待値との比較 (点線が M.C.simulation でデータと 5 本以上のところで規格化した。)

#track	0	1	2	3	4	5>
比率	0	0.22	0.29	0.47	0.64	1

表 6.3: 発生粒子数に対する偏り (5 本以上を 1 として)

角度分布に関して比較したものを図6.7に示す。点線がM.C.simulationによるもので実線のデータと良く一致している。表6.3に示した発生粒子数に対する偏りは、角度分布に対して影響がなかった。

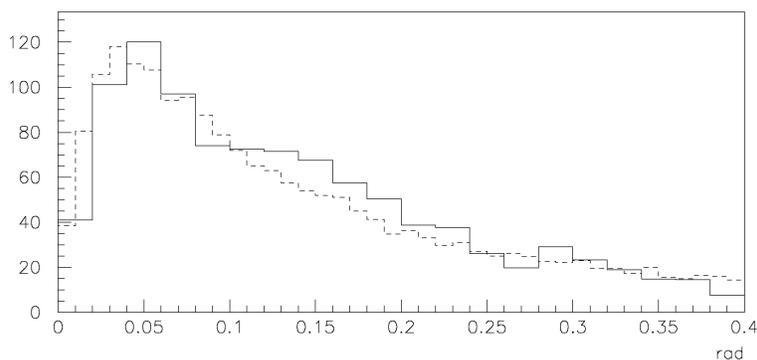


図 6.7: 発生粒子の放出角度分布 (点線が M.C.simulation)

## 6.2 タウニュートリノ反応に対する影響

以上に述べた通り、発生粒子数が少ない反応の検出は抑制されている。これがタウニュートリノ反応に対してどのように影響するかが問題となる。定性的に、荷電カレント反応は中性カレント反応に比べて荷電レプトンの分だけ本数が増える。またタウニュートリノの平均エネルギーは電子、ミューニュートリノと比べて高いので発生粒子数は多くなるであろうと考えられる。しかし、タウ粒子が短い距離で崩壊した場合は一点に収束する粒子数が減少してしまうため、反応点検出に対する影響は一概には言い切れないので M.C.simulation を行って影響を見積もった。

表 6.3 で示した偏りを用いると、ミューニュートリノ荷電カレント反応に対して 63%、中性カレント反応に対して 52%が残った。タウニュートリノ荷電カレント反応については 66%となり、この発生粒子数に対する偏りはタウニュートリノ反応を抑制する方向には働いていないと言える。

ニュートリノ荷電カレント反応全体に対してタウニュートリノの含有量を 5%と仮定すると、203 反応の中に、 $203 \times 3/4 \times 0.05 \times 1.1 = 8.4$  程度のタウニュートリノ荷電カレント反応が含まれていると予想される。



## 第7章 タウニュートリノ反応の探索

### 7.1 タウニュートリノ反応の探索方針

ニュートリノはクォークと  $W^\pm$  粒子を交換する相互作用で荷電レプトンになる。電子ニュートリノならば電子を生成し、ミューニュートリノならばミュー粒子を生成する。この反応を荷電カレント反応という。タウニュートリノ反応の検出は荷電カレント反応で作られたタウ粒子の同定によって行う (図 7.1)。

これに対して  $Z^0$  粒子を交換しての相互作用を中性カレント反応と呼ぶ。中性カレント反応の場合はニュートリノの種類を探る反応として役に立たない。中性カレント反応の断面積は荷電レプトンの質量が無視できるほど大きな運動量を交換する領域で、荷電カレント反応の約 3分の1である。この中性カレント反応はタウニュートリノ反応へのバックグラウンドとして影響する。

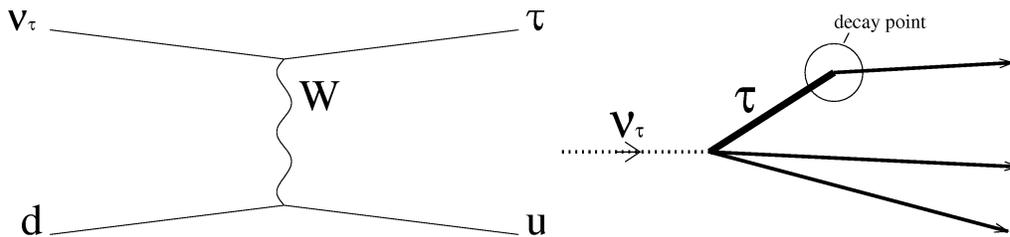


図 7.1: タウニュートリノ荷電カレント反応の代表的なファインマンダイアグラム (左図) と実験室系での描像 (右図)

#### 7.1.1 タウ粒子の一般的描像

タウ粒子は寿命が約  $0.3 \times 10^{-12}$  秒で、崩壊の幾何学的特徴は一本の荷電粒子に崩壊する割合が 85%と高いことである (表 7.1)。DONUT 実験のタウニュートリノのエネルギーでは生成したタウ粒子はニュートリノ反応点から平均 2mm 飛んで崩壊すると予想される。崩壊までの飛距離の分布と崩壊後の娘粒子の運動量の分布を図

7.2に示す。これから娘粒子の運動量は95%が1GeV/c以上の高い値を持つ。また崩壊の角度を図7.3に示す。解析はまず折れ曲がりを検出し、次に折れ曲がり後の娘粒子の運動量を求めて、崩壊横向き運動量を算出してタウ粒子の崩壊であるかの判定を行う。

崩壊様式	荷電粒子	崩壊比
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	$\tau \rightarrow \mu$	18%
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	$\tau \rightarrow e$	18%
$\tau^- \rightarrow h^- n h^0 \nu_\tau$	$\tau \rightarrow h$	50%
$\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ n h^0 \nu_\tau$	$\tau \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$	14%

表 7.1: タウ粒子崩壊様式

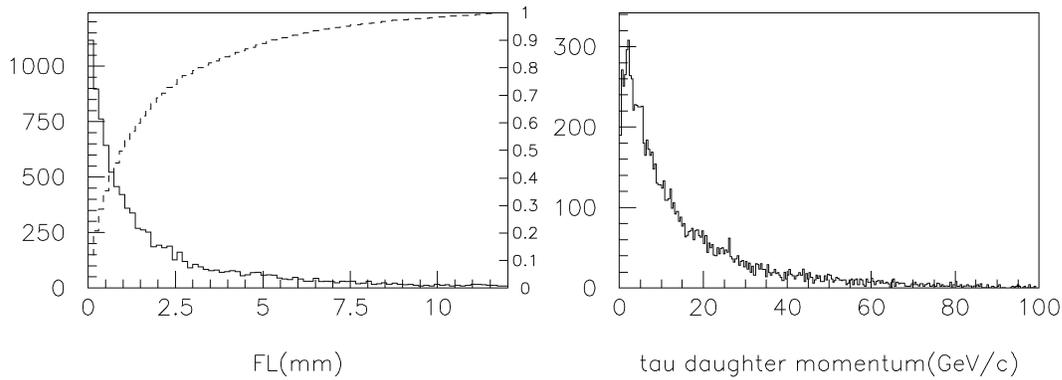


図 7.2: 左図:M.C.によるタウ粒子の崩壊までの飛距離、点線はその飛距離までに崩壊する割合(右目盛)。右図:タウ粒子の崩壊後の娘粒子の運動量分布。1GeV/c以上に95%が含まれる。

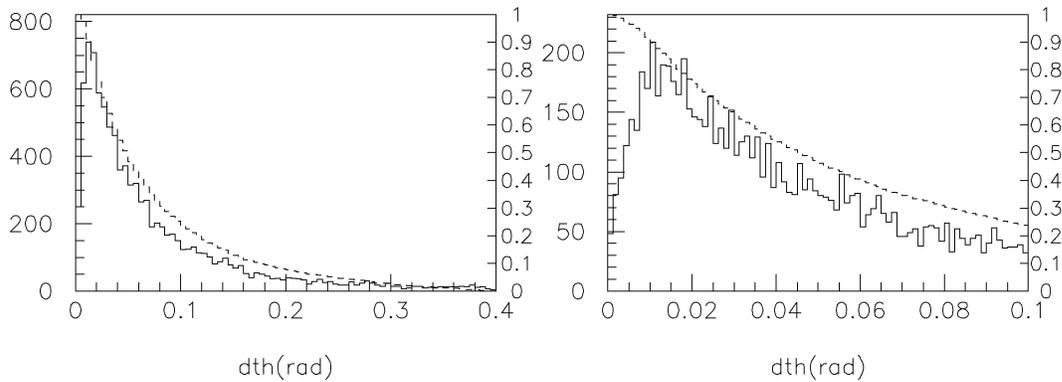


図 7.3: M.C.によるタウ粒子の崩壊角度、点線はその角度以上になる割合(右目盛)。右図は小さい崩壊角度領域の分布

### 7.1.2 タウ粒子の飛距離による探索手法の場合分け

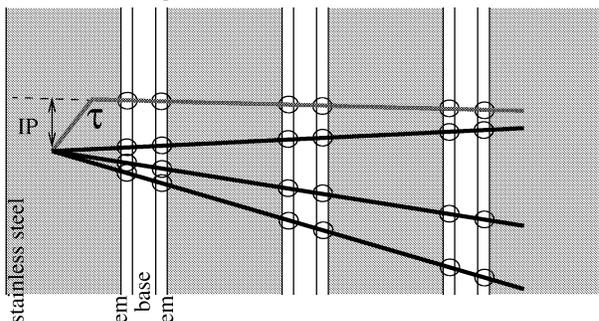
図 7.2 より、タウ粒子の崩壊までの飛距離は10mm までで95%以上となるため、タウ粒子の崩壊の探索の領域をニュートリノ反応点からビームに沿って10mmを確保した。ビームに垂直な方向は $\pm 1.3\text{mm}$ に設定して反応点から発生する最大 $\tan\theta = 0.4$ の角度を持つ飛跡に対して、どのターゲットタイプについても3マイクロトラックが確保できるようにした。

ニュートリノの反応点がECCタイプの鉄板の中の場合、タウ粒子の飛距離によっ

で鉄板中で崩壊してしまうことがある。この場合崩壊後の娘の飛跡のみが捕らえられることとなる。これをタウ粒子の「short flight 崩壊」と呼ぶ。これに対して、飛距離が長くタウ粒子の飛跡がマイクロトラックとして記録される場合をタウ粒子の「long flight 崩壊」と呼ぶ。タウ粒子の崩壊の探索は「short flight 崩壊」の場合は0でないインパクトパラメータを持った娘粒子の存在で、「long flight 崩壊」の場合は飛跡の「折れ曲がり」で行う。

図7.4に両方の概念図を示した。鉄板の厚みは1mmなので初めのマイクロトラックまでの距離は平均0.5mmとなり、図7.2から「short flight 崩壊」と「long flight 崩壊」の比は約1:3と見積もられる。

### short flight 崩壊



### long flight 崩壊

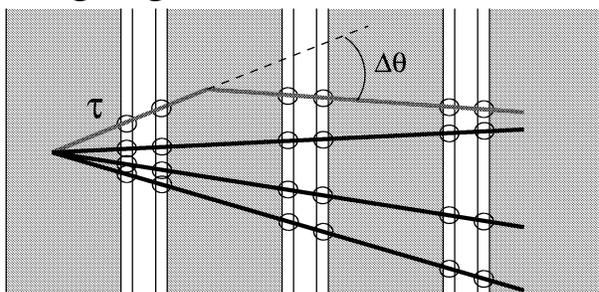


図7.4: タウ粒子の「short flight 崩壊」(上図)と「long flight 崩壊」(下図)のecc200における概念図。丸で囲った所がマイクロトラック。short flight 崩壊はタウ粒子の崩壊の娘粒子の一次反応点とのインパクトパラメータ (IP) を使って折れ曲がりを検出する。

### 7.1.3 タウ粒子の崩壊と似た現象との弁別

タウ粒子の崩壊の候補として検出される飛跡の折れ曲がりには折れ曲がりの位置が真空中ではなく鉄板であったり原子核乾板であったりするため、一次反応点から発生したタウ粒子でない荷電粒子と原子核との相互作用が混入する。

例えば電子ニュートリノ、ミューニュートリノの荷電カレント反応で生成した電子、ミュー粒子の電磁散乱はバックグラウンドとなり得る(図7.5)。ここで折れ曲がりの横向き運動量 $p_T$ を娘粒子の運動量 $P$ と折れ曲がりの角度 $\Delta\theta$ を用いて $p_T \equiv P \times \sin(\Delta\theta)$ と定義すると、タウ粒子の崩壊の場合は横向き運動量が $400\text{MeV}/c$ 程度なのに対して、ECCターゲットの鉄板一枚で受ける多重電磁散乱の量は $3\text{MeV}/c$ 強に過ぎない。またラザフォード散乱は図7.6に示す $p_T$ 分布を持ち、閾値を設けることでこの現象の混入を減らすことができる。仮に崩壊探索を行った203例のニュートリノ反応の全てが荷電カレント反応で、発生したレプトンが鉄中を $10\text{mm}$ 通過した場合、 $p_T$ が $100\text{MeV}/c$ 以上のラザフォード散乱は0.3個以下である。

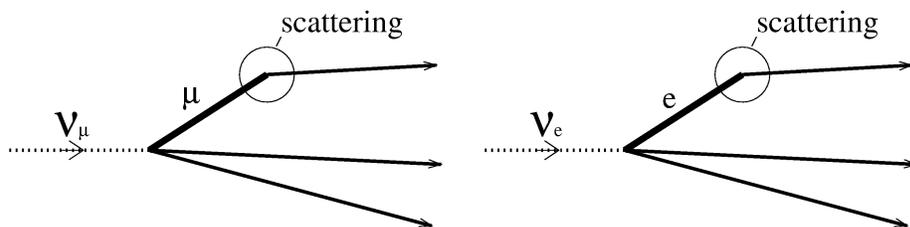


図 7.5: ミュー粒子、電子の電磁散乱

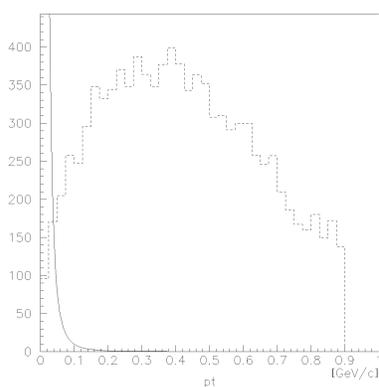


図 7.6: 電子、ミュー粒子の散乱の $p_T$ 分布(実線)とタウ粒子の崩壊 $p_T$ 分布(点線)

次に中性カレント反応によるタウ粒子のバックグラウンドについて分析する。

折れ曲がった後の娘粒子がハドロンの場合、中性カレント反応の一次反応点から発生したハドロンと原子核との二次衝突がタウニュートリノ反応のバックグラウンドとなる(図7.7)。衝突された原子核の破片やオージェ電子の確認による識別はECCの鉄板中では不可能である。しかしハドロンの二次衝突は運動量、 $p_T$ の分布(図7.8)がタウ粒子のそれ(図7.9)と比べて小さいので、運動量と $p_T$ の値に最低値を要求することでタウ粒子の崩壊に対してのバックグラウンドの比率を下げる可以降低ことができる。

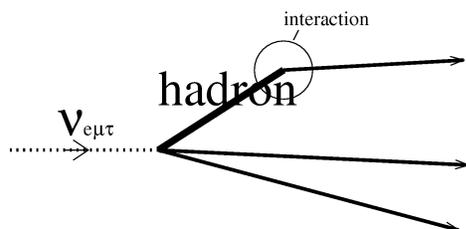


図 7.7: ハドロンの二次衝突

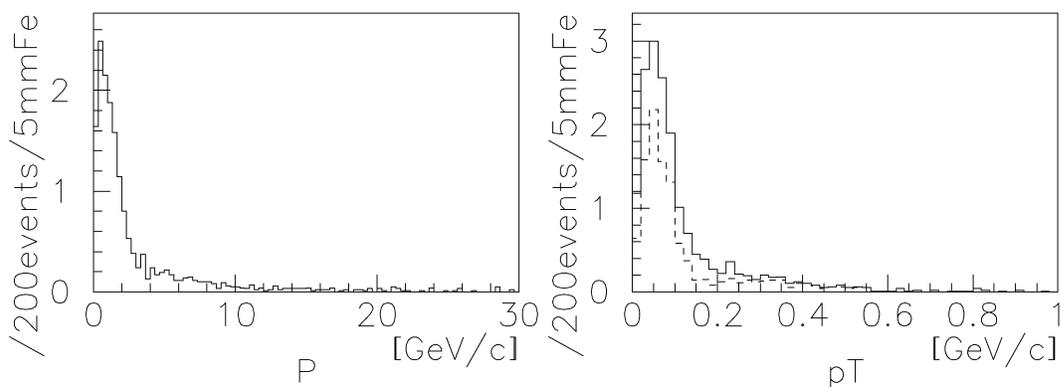


図 7.8: 左:ハドロンの二次衝突の娘の運動量分布 (200 ニュートリノ反応の 5mm 厚の鉄中での折れ曲がりの数に規格化) 右:ハドロンの二次衝突の折れ曲がりの横向き運動量の分布。点線は運動量  $1\text{GeV}/c$  以上の条件を入れた場合。

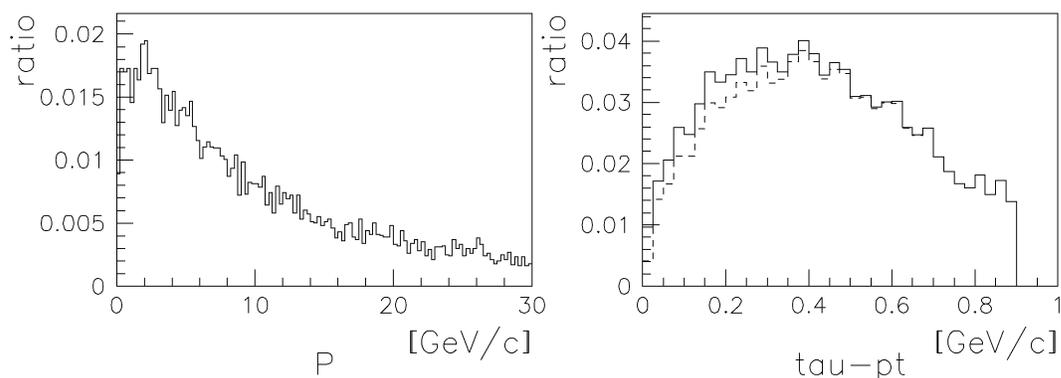


図 7.9: 左:タウ粒子の娘の運動量分布。右:タウ粒子の崩壊の横向き運動量の分布。点線は運動量  $1\text{GeV}/c$  以上の条件を入れた場合。

最後までタウ粒子のバックグラウンドとして残るものはチャーム粒子である。崩壊の幾何学的様相だけではチャーム粒子はタウ粒子と区別がつけられない。寿命や崩壊の横向き運動量はタウ粒子と同程度で、電子やミュー粒子にも崩壊する。チャーム粒子は電子ニュートリノ、ミューニュートリノの荷電カレント反応の約7%[15]生成するが、一次反応点からは電子またはミュー粒子が必ず作られる。従ってこのレプトンを同定できればタウ粒子のバックグラウンドとなるチャーム粒子を排除出来る(図 7.10)。

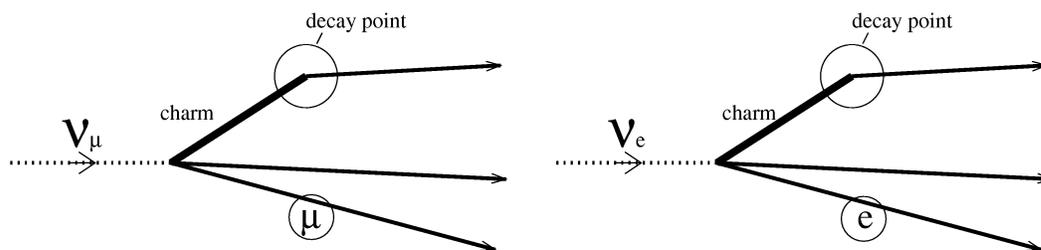


図 7.10: チャーム粒子の崩壊、一次反応点からの電子、ミュー粒子の同定でタウニュートリノ反応と区別を行う。

結局、タウニュートリノ反応の検出は幾何学的な「折れ曲がり」の検出、娘粒子のレプトンの同定、運動量測定、最後にチャーム粒子の崩壊を疑って一次反応点で作られるレプトンの同定によるチャーム粒子の排除という手法で行う。

## レプトンの同定

ミュー粒子の同定は、後方の  $\mu-ID$  カウンターで行った。チャーム粒子の排除に必要なミュー粒子に対してのアクセプタンスは80%と見積もられる。

電子の同定は次に述べる方法で行った。電子は原子核乾板ターゲット中で制動輻射によりガンマ線を放出し、そのガンマ線は続いて電子対創生を行う (図 7.11)。電子を同定する検出効率は飛跡の追跡距離が長く、電子の運動量が大きいほど高い。M.C.simulation で求めた検出効率は図 7.12 である。電子ニュートリノの荷電カレント反応からの電子に対して、1 放射長追跡した場合 70%は同定が可能である (Appendix)。

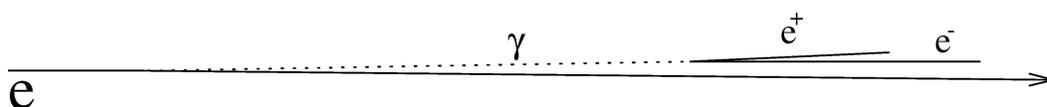


図 7.11: 電子は物質中で制動輻射によってガンマ線を放出し、ガンマ線は電子対生成を行う。

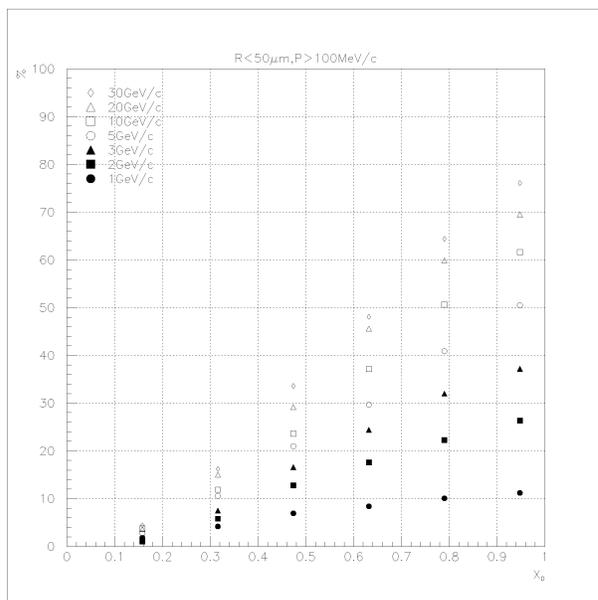


図 7.12: M.C. による電子同定の効率。横軸は放射長を単位とした追跡距離。電子の運動量が高く、追跡距離が長いほど検出効率が上がる。

### 運動量測定

物質中での荷電粒子の平均多重電磁散乱角は運動量の逆数に比例する。原子核乾板ターゲット内で粒子の飛跡に沿って多数の点を測定することで多重電磁散乱による散乱角度が測定でき、運動量が求まる。運動量 ( $P$ ) と物質で受ける散乱角度 ( $\theta_0$ ) には  $\theta_0 = \frac{13.6\text{MeV}/c}{\beta c P} \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)]$  という関係がある [4]。ここで  $x$  は物質の厚さ、 $X_0$  は放射長である。測定される散乱角度  $\theta_M$  と角度測定の精度  $\delta\theta$  に対して、 $\langle\theta_0^2\rangle = \langle\theta_M^2\rangle - \langle\delta\theta^2\rangle$  の関係にあるので、測定可能な運動量の上限は角度測定の精度で決まる。角度測定の精度はプレート間のアラインメント精度 ( $\sigma_1$ ) と各点の位置の読み取り精度 ( $\sigma_2$ ) とベースラインの長さ ( $L$ ) から  $\sqrt{2}\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}/L$  となる。ここで  $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$  は6章の図6.2から、ECCタイプでは  $0.3/\sqrt{2} = 0.21[\mu\text{m}]$ 、BULKタイプでは  $0.4/\sqrt{2} = 0.28[\mu\text{m}]$  である。例えばecc200のターゲットで鉄板一枚の最小単位を用いたとき、測定可能な運動量の上限は  $8.8\text{GeV}/c$  である。

多重電磁散乱で求まる運動量の精度は、独立な測定点の数 ( $N$ ) を多く取るほど向上し、以下の式で表される。

$$\frac{d(1/P)}{1/P} \equiv \frac{d\theta}{\theta} = \frac{1}{1 - \delta\theta^2/\theta_M^2} \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (7.1)$$

タウ粒子崩壊の探索領域を用いた場合の運動量の誤差は、図7.13に示した。放出角が大きいと直方体の側面から逃げてしまって、測定点が少なくなり精度が落ちる。必要に応じて、運動量の精度を上げるための追加の測定を行った。

この方法での運動量測定についてはテスト実験により確認している。詳細はAppendix参照の事。

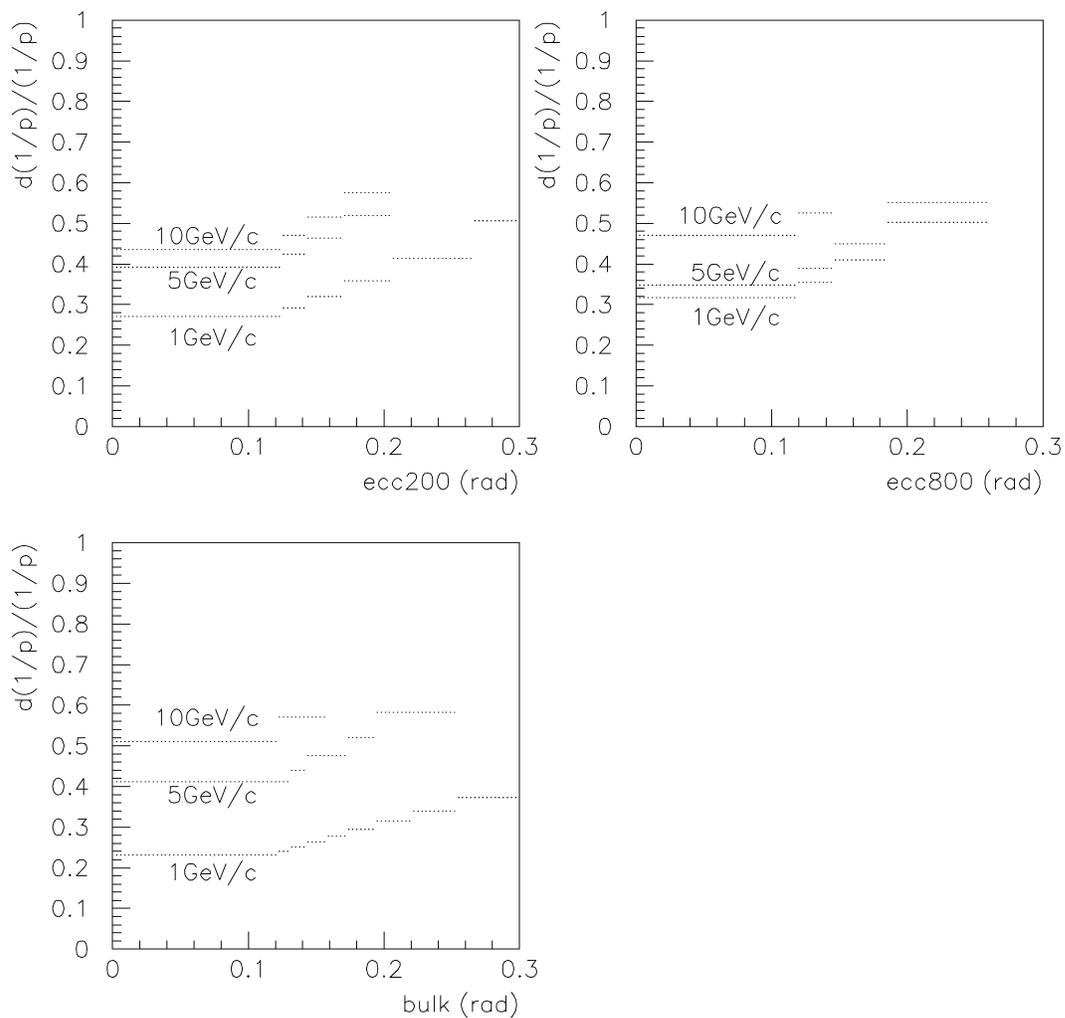


図 7.13: 標準の崩壊探索領域を用いた運動量測定の精度。粒子の角度と運動量によって決まる。高い運動量で大きな角度のものは散乱角度が測定誤差に埋もれて測定不能となる。

## 7.2 タウ粒子の「short flight 崩壊」の探索

タウ粒子が崩壊してできる娘の飛跡が一次反応点に対してインパクトパラメータを持つことを利用してタウ粒子を探索した。一次反応点の位置はタウ粒子と同時に作られる数本の荷電粒子を使って求められる。

反応に絡む飛跡から任意に2本の飛跡を選び、その最接近距離が測定誤差から予想される期待値を超える飛跡の組について運動量を測定し、多重電磁散乱を含めた期待値との比較をした。更に選びだした事象に対して崩壊の横向き運動量を求め、タウ粒子の崩壊を選別した。

### 7.2.1 全2粒子組の最接近距離による選出

#### 対象粒子

解析対象とした飛跡について述べる。測定の際の困難さからタウ粒子の娘の候補としてニュートリノビームに対する角度を  $\theta < 0.3\text{rad}$  に限定した。これはタウ粒子の約85%を含んでいる。また予めタウ粒子の娘として3セグメント以上つながっている事で運動量の条件を課した。図5.10から約1GeV/c以上の要求に相当し、図7.2より95%のタウ粒子が対象となる。大まかに反応点を決定して、Impact parameter( $IP$ )  $< 15\mu\text{m}$  の条件で840本を選出し、 $15\mu\text{m} \leq IP < 200\mu\text{m}$  の粒子に対しては飛跡の再構成の失敗によって現れる余計な飛跡を予め除くため、更に崩壊探索領域を下流に突き抜けている事という条件をつけ加えた。これにより6本が付け加わり846本をタウ粒子の娘探しの対象とした。また二本の飛跡の最接近距離を計算する際に、どちらの飛跡も同じ面から始まっていることを条件とした。ここでは飛跡が込み合っている部分での検出効率(Appendix)の影響を受ける。

#### 足切り

2本の最接近距離が小さなものについて足切りを行った。その足切りの値は最上流のマイクロトラックの位置から最接近位置までの深さ( $dz$ )による関数とし、表7.2に条件を示した。例えばecc800について $dz = 0$ で $1.52\mu\text{m}$ 、 $dz = 1000\mu\text{m}$ で $2.54\mu\text{m}$ となる。これはマイクロトラックの位置測定精度により導かれる二直線間最接近距離の分布の標準偏差(次節で説明する図7.17の運動量無限大で多重電磁散乱の影響がない場合)の4倍の値である。

図7.14に最接近距離の分布を表す。横軸が最上流のマイクロトラックから最接近

するところまでの深さで、足きりの線を重ねて示した。図 7.14 右は予想されるエネルギー分布 (図 2.1) に従うタウニュートリノが生成するタウ粒子の short flight 崩壊について、上記の測定精度で各マイクロトラックの位置をぼかした後、タウ粒子の娘に対して最大の最接近距離を持つ組み合わせを表した。これによると表 7.2 の条件によるタウ粒子の残存率は 70%弱である。

以上の経過について対象の飛跡の本数と反応数の推移をまとめると表 7.3 となる。

ecc200	$IP > 1.36 + 1.36 \times 10^{-3} \times dz[\mu\text{m}]$
ecc800	$IP > 1.52 + 1.02 \times 10^{-3} \times dz[\mu\text{m}]$
bulk、bulkecc	$IP > 2.04 + 1.81 \times 10^{-3} \times dz[\mu\text{m}]$

表 7.2: 最接近距離足きりの条件

条件	粒子数/反応数
運動量カット (3 セグメント以上)、 $\theta < 0.3\text{rad}$	846/201
2 本の選出、同一 plate からデータがあること	771/188
最接近距離による足きり	139/40

表 7.3: short flight 崩壊探索の粒子数、反応数の推移

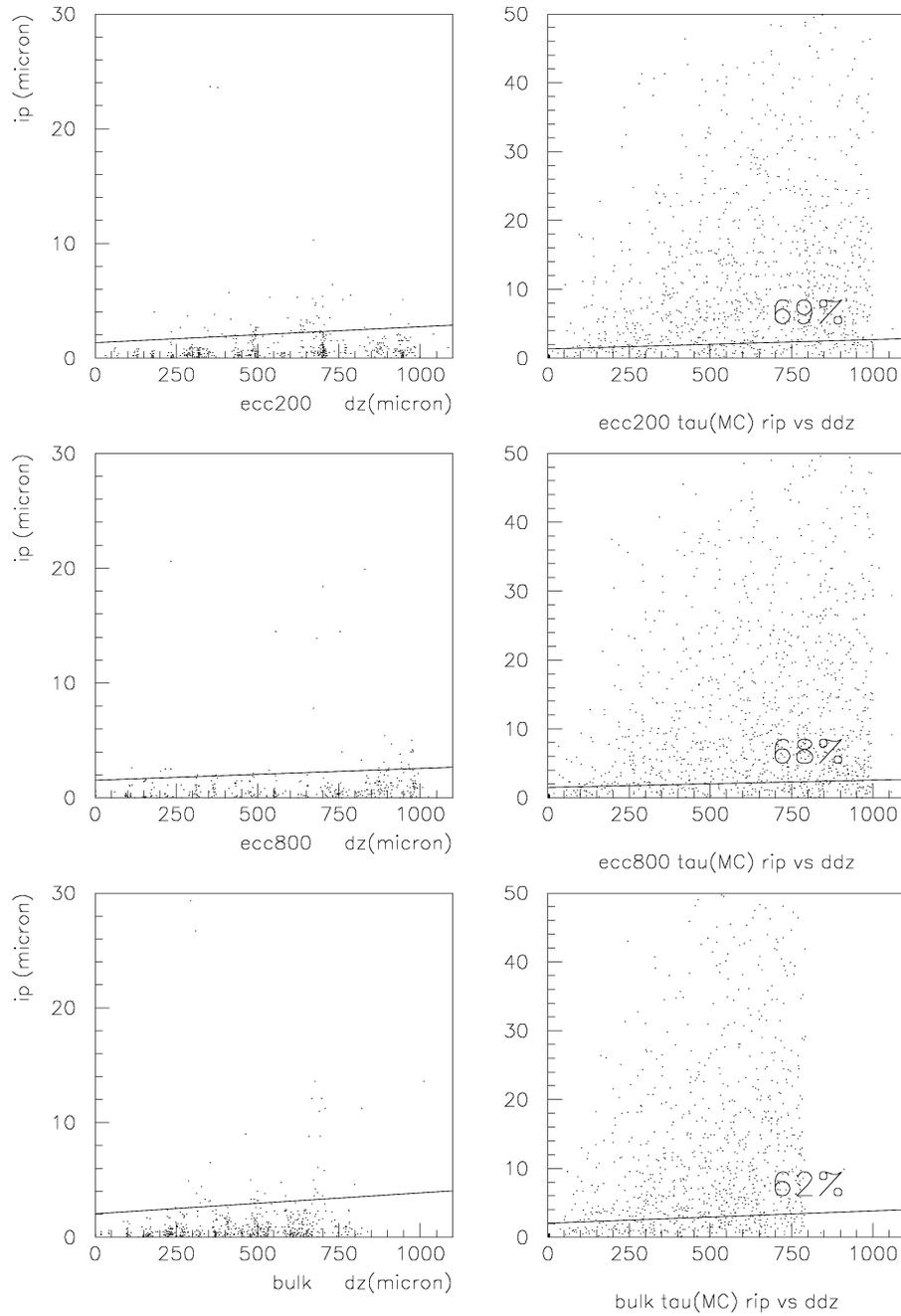


図 7.14: 2本組の最接近距離 ( $ip$ ) の組んだ深さ ( $dz$ ) に対する分布。左:データ、右:M.C. によるタウ粒子の分布。

## 多重電磁散乱を含めた解析

運動量を測定した後、それぞれの組に対して予想される最接近距離の広がりを見積もった。測定誤差と多重電磁散乱の二つの寄与による。

3つのマイクロトラックの座標を使って最小自乗法で飛跡の直線を求めたので、測定誤差の標準偏差は以下の様に求められる。ここで  $dz$  は最上流のマイクロトラックから最接近距離までの深さ、 $\sigma_{\text{ECC}}$  と  $\sigma_{\text{BULK}}$  はマイクロトラックの位置測定精度で、図 6.2 から、それぞれ  $0.3/\sqrt{2}\mu\text{m}$ 、 $0.4/\sqrt{2}\mu\text{m}$  の値を用いた。

$$\begin{aligned} \text{ecc200} &: \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{(dz + \frac{1700}{3})^2}{1.09 \times 10^6}} \times \sigma_{\text{ECC}} [\mu\text{m}] \\ \text{ecc800} &: \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{(dz + \frac{2900}{3})^2}{2.01 \times 10^6}} \times \sigma_{\text{ECC}} [\mu\text{m}] \\ \text{bulk} &: \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{(dz + \frac{2370}{3})^2}{1.25 \times 10^6}} \times \sigma_{\text{BULK}} [\mu\text{m}] \end{aligned} \quad (7.2)$$

また多重電磁散乱によって、図 7.15 に示すように有限の最接近距離が現れる。この影響を M.C.simulation によって見積もった。図 7.16 に  $1\text{GeV}/c$  の運動量の粒子どうしの多重電磁散乱による最接近距離の広がりを示した。重ねて示した線は深さごとのガウス分布の広がりである。これは運動量に反比例する量である。

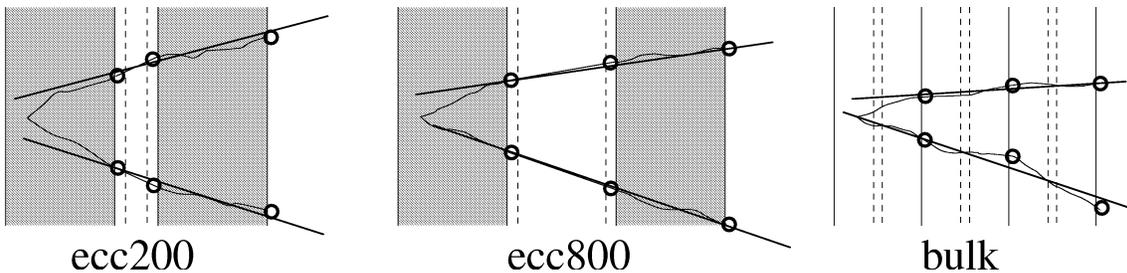


図 7.15: 電磁散乱による影響

これら測定エラーと多重電磁散乱の両方の寄与を合わせると最接近距離の予想値は図 7.17 となる。図の 5本の線は大きい側から  $1, 2, 4, 8, \infty\text{GeV}/c$  の運動量をもつ粒子どうしに対しての最接近距離の期待値である。

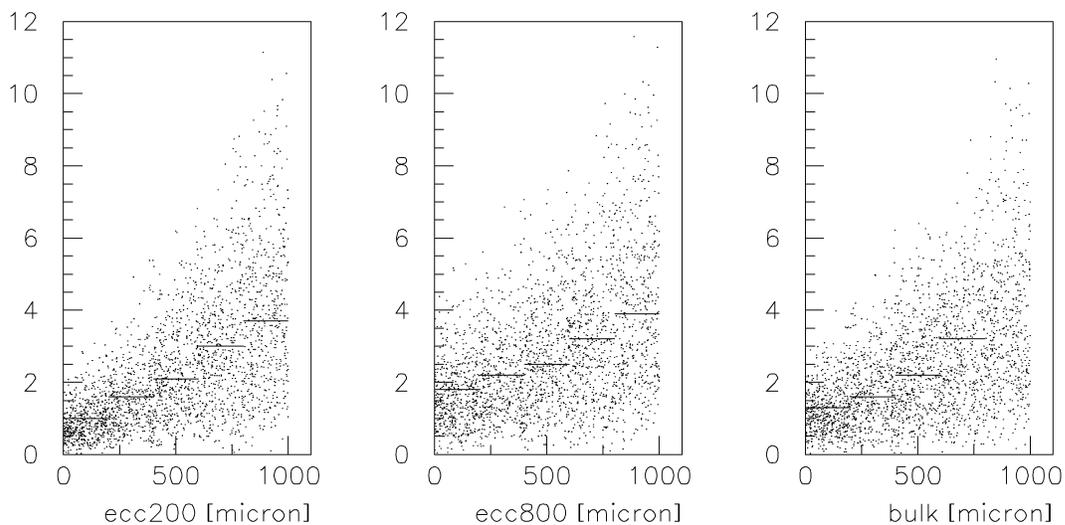


図 7.16: M.C. による  $1\text{GeV}/c$  の運動量を持つ粒子どうしの多重電磁散乱からくる最接近距離の分布。深さ  $200\mu\text{m}$  毎の広がり の  $1\sigma$  の値を横線で示した。

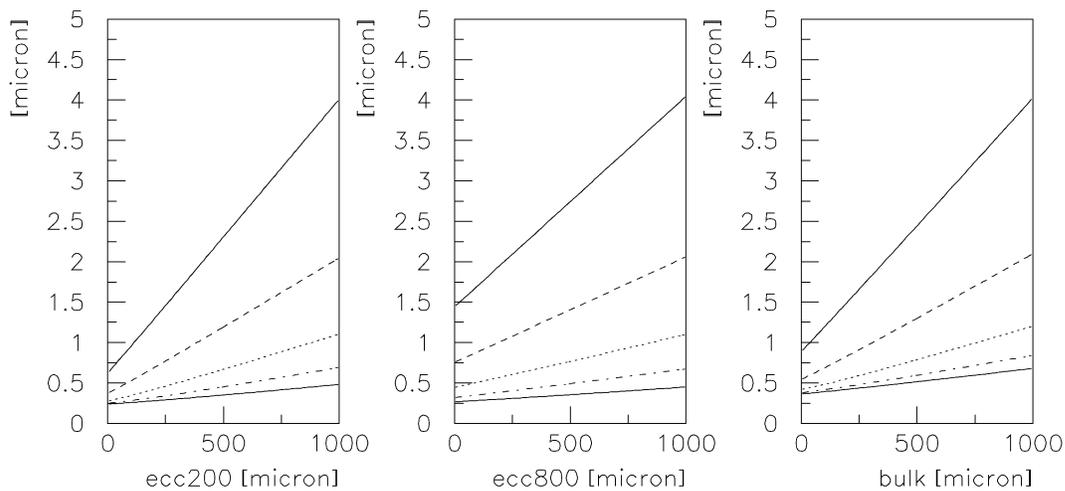


図 7.17: 測定誤差と多重電磁散乱による最接近距離の広がり の期待値。(大きい方から  $1, 2, 4, 8, \infty\text{GeV}/c$  どのうしの粒子について)

最接近距離に対して足きりを行った後、それぞれの組について運動量を測定し、最接近距離を期待値で割った値 ( $\sigma$ ) をヒストグラムにしたものを図 7.18 に示す。これに対して M.C.simulation によるミューニュートリノ反応で生成する荷電粒子に対する分布は図 7.19 である。運動量の測定誤差を入れない場合は同図右となり、同図左で期待値から大きく外れているものは測定点数不足により運動量の測定精度が足りないものである (図 7.13)。

$\sigma \geq 4$  の事象の一部について追加測定を行った結果、 $\sigma$  の分布は図 7.20 となった。M.C.simulation によるタウ粒子崩壊に対する分布は図 7.21 となり、同図右で  $\sigma \geq 4$  をとると short flight 崩壊に対して 55% 弱の検出効率となる。ただし図 7.21 ではタウ粒子の崩壊後の飛跡に対して最も大きな  $\sigma$  の値を持つ組のみを表した。

データでは全ての二本の飛跡の組み合わせで  $\sigma$  を計算しているので、一本の飛跡に絡んで複数の候補が現れる。図 7.22 に大きな  $\sigma$  をもつ組について反応毎に識別子をつけたものを示す。 $\sigma \geq 4$  の組をタウ粒子の崩壊の候補として選び出すと、図 7.19 の分布と対象にした飛跡の本数から、運動量の測定誤差によって多重電磁散乱の量を低く見積もってしまったために選び出されてしまう数は数本で、測定の追加を行って運動量の精度を上げることによって排除することができる。

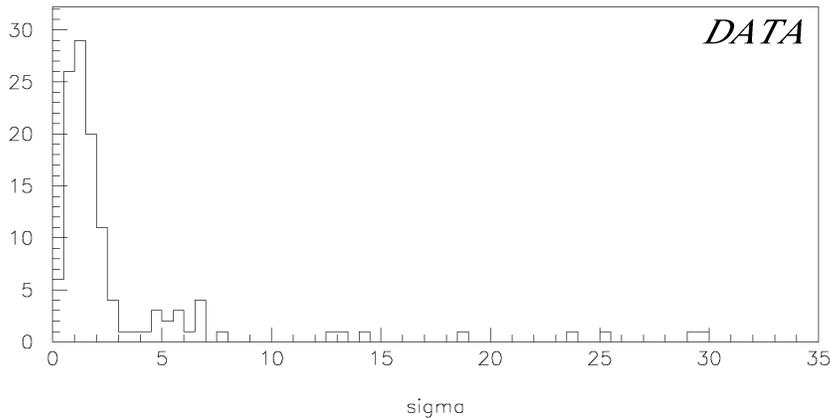


図 7.18: 2本の最接近距離を期待値で割ったもの ( $\sigma$ )

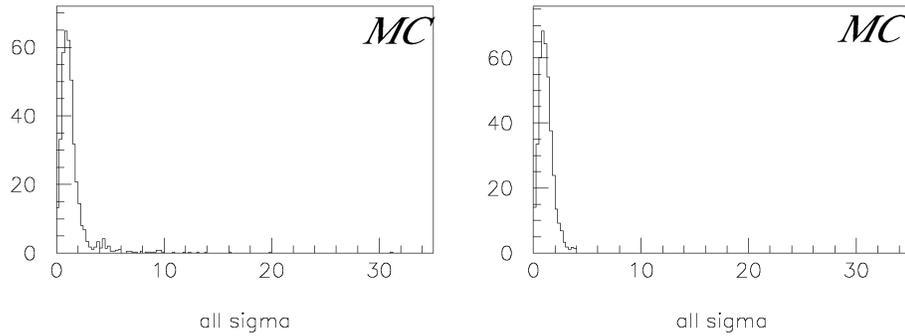


図 7.19: M.C. による一次反応点で生成した飛跡に対する  $\sigma$  の分布、左図は探索領域が限られていることによる運動量の誤差の影響を考慮した場合。右図は測定点の追加をして運動量の精度を上げた場合 ( $\sigma$  の大きなところの染み出しは排除される)。

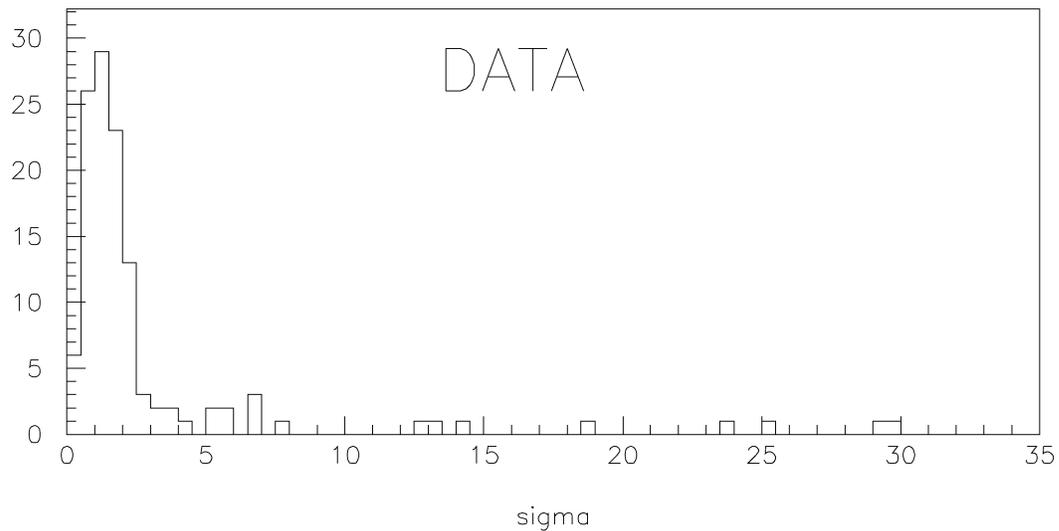


図 7.20: 運動量測定精度向上後の  $\sigma$  の分布

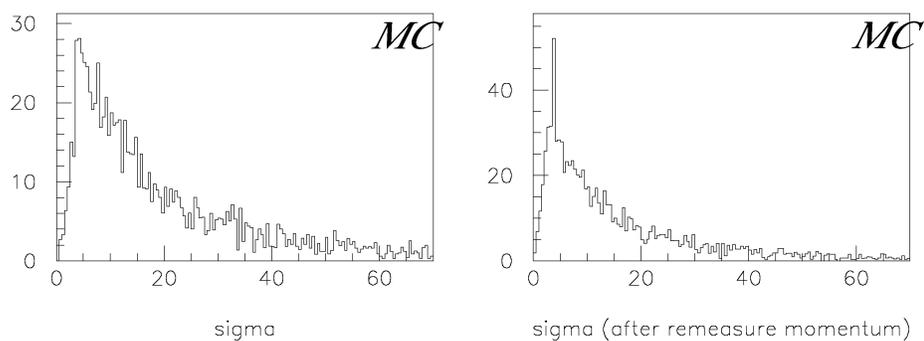


図 7.21: M.C によるタウ粒子の short flight 崩壊の  $\sigma$  の分布 (タウ粒子の娘に対して最大の値をもつ組のみ)。左図は運動量の測定誤差を考慮したもの、右図は左図において  $\sigma \geq 4$  のものについて測定誤差 0 としたもの。  $\sigma \geq 4$  に約 55%。

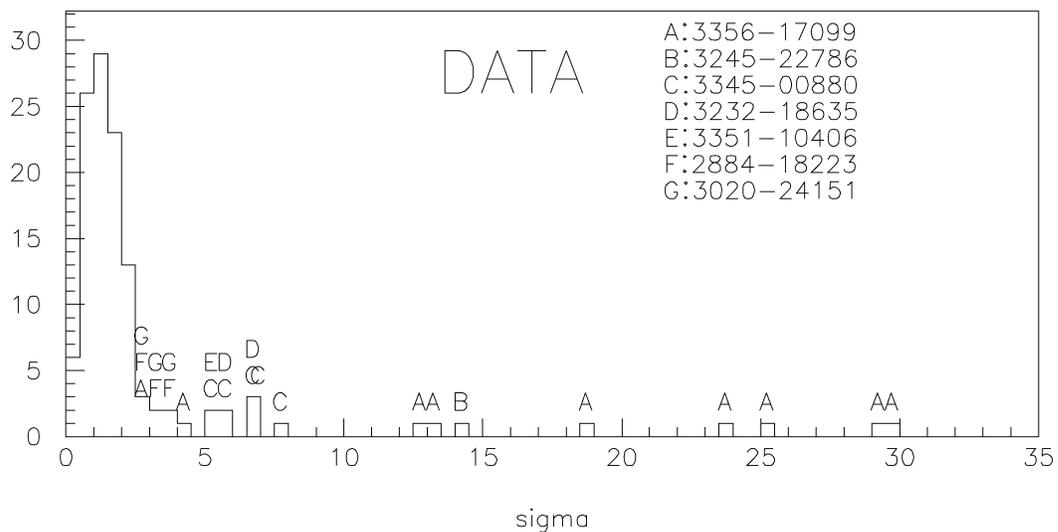


図 7.22: 図 7.20 の  $\sigma$  の分布で、反応毎にアルファベットをつけたもの。  $\sigma \geq 4$  に 5 反応ある。右上の数字は後述の表に対応する。

### 7.2.2 折れ曲がりの横向き運動量の解析

これまでの反応に絡む任意の2本の最接近距離の解析で、図7.22に示した $\sigma \geq 4$ の5例の事象は測定誤差、多重電磁散乱によるバックグラウンドの可能性が低いと考えられ、タウ粒子の崩壊候補として以下の解析を行う。

これらの反応は全て注目している2本の飛跡の他に何本かの一次反応点からの粒子があるので、それらを用いて一次反応点の位置を決定した。short flight 崩壊の場合、崩壊点(または二次衝突点)の位置は不明なので、図7.23で示す様に崩壊点を最下流と仮定して最小横向き運動量( $minp_T$ と略す)を求め、評価した。 $minp_T$ は常に真の横向き運動量より小さくなる。

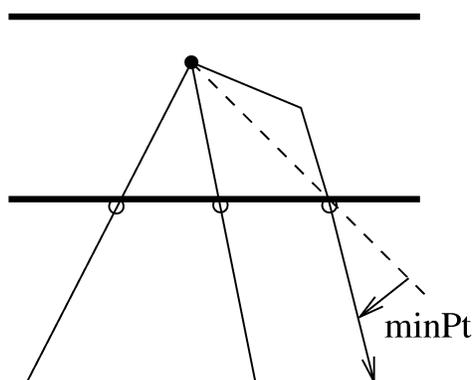


図 7.23:  $minp_T$  の定義、常に真の  $p_T$  よりも低い値となる。

一次反応点の決定は発生した粒子の飛跡に沿って測定エラーと多重電磁散乱の大きさを見積もり、図7.24に示す様にそれぞれの飛跡の出発点として許される領域の、重なりあった点を求めた。真の一次反応点から  $i$  番目の飛跡までの距離を  $d_i$  とすると、 $n$  本の飛跡に対する和 ( $S \equiv \sum_{i=1}^n \frac{d_i^2}{\delta_i^2}$ ) は自由度  $2n$  の  $\chi^2$  分布に従う。一本の飛跡に対する広がり期待値  $\delta_i$  は多重電磁散乱と測定エラーによる深さ方向の関数で、前節の最接近距離の評価をする際に用いたものと同じである。

例として、選び出した5反応のうちの一つ(A:3356-17099)について紹介する。この反応に絡んで10本の粒子が選出され、最接近距離の評価によって崩壊の娘粒子の候補との間に有意な値が複数現れた。残りの9本が一次反応点から発生したと考えられるが、一本は検出効率の問題で同一認識面にマイクロトラックがないため、8本を用いて一次反応点を決定した。以上のことと運動量測定結果を表7.4にまとめた。次に空間内で  $S$  が最小値になる点の周りの  $S$  の分布は図7.25となる。図におい

て点線は自由度  $16(=2 \times 8)$  の  $\chi^2$  分布において 95% が含まれる値である。 $S$  が最小になる所が一次反応点と考えられ、この場合の反応点決定の精度は、図からビームに垂直な面で  $\pm 0.5\mu\text{m}$ 、ビーム方向に  $\pm 8\mu\text{m}$  と見積もられる。一次反応点と娘粒子の飛跡の距離は  $23.9\mu\text{m}$  であり、 $minp_T$  は  $0.153^{+0.078}_{-0.040}\text{GeV}/c$  と算出される。ここでついているエラーは一次反応点のエラーと運動量のエラーからの寄与である。

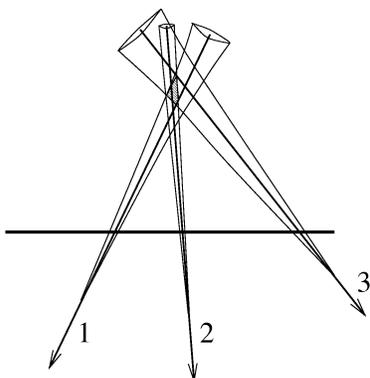


図 7.24: 一次反応点の決定。各飛跡に測定エラーと多重電磁散乱で重みをつけた。

番号	track#	$\theta_u[\text{rad}]$	$\theta_v$	$P[\text{GeV}/c]$	コメント
1	4628	-0.0058	-0.0644	$7.2^{+5.8}_{-2.3}$	崩壊娘粒子
2	4654	-0.0411	-0.0567	$2.8^{+2.2}_{-0.9}$	
3	4712	-0.0302	-0.0342	$4.8^{+2.4}_{-1.3}$	
4	4732	0.1275	-0.0289	$1.5^{+1.2}_{-0.5}$	
5	4819	-0.0574	-0.0032	$2.5^{+1.3}_{-0.7}$	
6	4844	-0.0583	0.0123	$5.7^{+2.9}_{-1.5}$	
7	4862	0.0464	0.0102	$8.3^{+4.2}_{-2.2}$	
8	4933	0.0823	0.0371	$2.6^{+1.3}_{-0.7}$	
9	5120	0.0602	0.1120	$3.9^{+3.2}_{-1.3}$	
10	9057	-0.1864	0.0198	-	

表 7.4: 3356-17099 に絡む飛跡

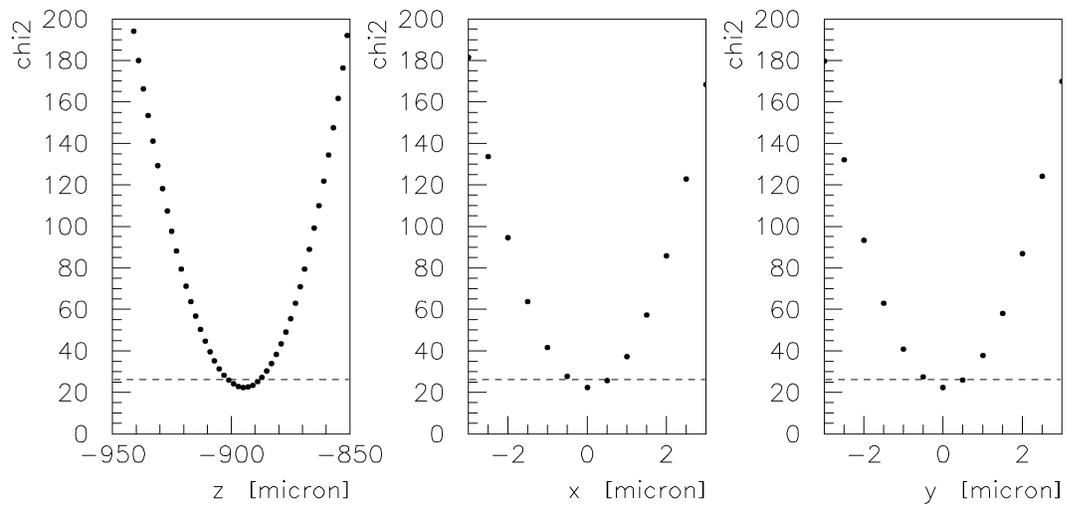


図 7.25: 3356-17099 の一次反応点の決定の際の  $S \equiv \sum_{i=1}^n \frac{d_i^2}{\delta_i^2}$  の値の分布。点線は自由度 16 の  $\chi^2$  分布の 95% の値を示している。従って決定精度はビームに垂直方向に  $\pm 0.5 \mu\text{m}$ 、ビーム方向に  $\pm 8 \mu\text{m}$  と見積もられる。

表 7.5 に 5 反応についての  $minp_T$  の値を示す。一反応中ただひとつの 2 本組だけが選り出されている場合、崩壊の娘を限定することができないので一本ずつ一次反応点からの粒子と仮定して一次反応点として収束する場合に  $minp_T$  の計算を行った。 $minp_T$  の値を図 7.26 に表した。

7.1 節で述べた様に、タウ粒子のバックグラウンドとしてハドロンの二次衝突の運動量と横向き運動量はタウ粒子と比べて小さい側に分布する。しかしここではタウ粒子の崩壊の候補の選別のための閾値を設けることは後回しにして、まず表 7.5 の個々の反応について次の節で詳細に解析する。

	ev#	一次反応点 構成本数	track#	$P$ [GeV/c]	$dz$ [ $\mu\text{m}$ ]	$minp_T$ [GeV/c]	二粒子組の $\sigma_{max}$
A	3356 17099	8	4844	$5.7^{+2.9}_{-1.5}$	895	$0.153^{+0.078}_{-0.040}$	29.9
B	3245 22786	3	4447	$4.8^{+7.9}_{-2.0}$	782	$0.105^{+0.172}_{-0.045}$	14.0
C	3345 00880	6	27245	$7.9^{+4.0}_{-2.1}$	985	$0.033^{+0.018}_{-0.009}$	7.8
D	3232 18635	3	7191	$0.29^{+0.23}_{-0.09}$	378	$0.024^{+0.019}_{-0.008}$	6.7
E	3351 10406	2	5817	$5.9^{+2.7}_{-1.5}$	834	$0.036^{+0.023}_{-0.019}$	5.2
		2	5814	$11.^{+5.4}_{-2.8}$	810	$0.048^{+0.037}_{-0.024}$	

表 7.5: 5 反応の  $minp_T$  の値。運動量のエラーは 90% が入る範囲。 $minp_T$  のエラーは一次反応点の決定精度込み。

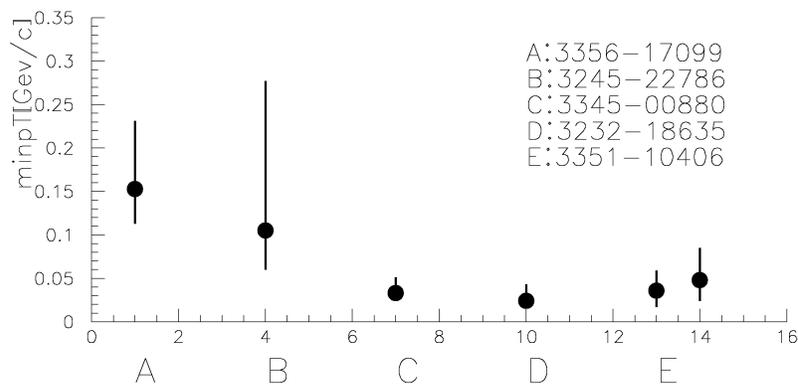


図 7.26: 5 反応の  $minp_T$  の分布

### 7.2.3 個々の反応について電子、ミュー粒子の同定と詳細な解析

#### ● event:3356-17099

一次反応点はビーム方向に4つ設置した原子核乾板ターゲットのうち上流から3番目のターゲットの ecc800 の鉄中にある。このターゲットの構造は上流が ecc800、下流が bulk で反応点からターゲットの出口までに1.3放射長が残っている。

崩壊後の娘粒子は、ターゲットの出口まで追跡を行って電磁シャワーの発生が検出されなかったので電子ではなく、 $\mu-ID$  カウンターに信号もないのでハドロンと考えられる。また運動量測定の精度を得るために、多重電磁散乱の散乱角の測定を可能な限り追加した。図7.27に飛跡の直線からのばらつきを、縦軸にビーム方向をとって示す。比較のために同じデータ領域を通過している飛跡を並べた。ecc800とbulkの境目は $z = 604000$ である。 $z = 618000$ の辺りで娘粒子が約5mrad曲がっているのは原子核との弾性散乱と考えられる。タウ粒子の崩壊候補として選択されたのは( $z : 590000 \sim 620000$ )で測定された運動量の値を用いていた。追加したデータを使って運動量を測定する際、ecc800の部分( $z : 590000 \sim 604000$ )、kinkの上流のbulkの部分( $z : 604000 \sim 617500$ )、下流のbulkの部分( $z : 617500 \sim 630000$ )の三ヶ所に分けた。結果を表7.6に示す。三ヶ所の測定は誤差の範囲で一致している。それぞれの誤差の逆数の二乗を重みとして平均すると、運動量は $3.4^{+1.6}_{-0.8}$  GeV/c、 $minp_T$ は $0.091^{+0.043}_{-0.022}$  GeV/cとなった。

範囲	運動量測定結果 [GeV/c]
ecc800	$3.2^{+3.5}_{-1.1}$
bulk(kink 以前)	$4.0^{+3.2}_{-1.3}$
bulk(kink 以降)	$2.4^{+2.6}_{-0.9}$

表 7.6: short flight 崩壊の娘候補の運動量測定

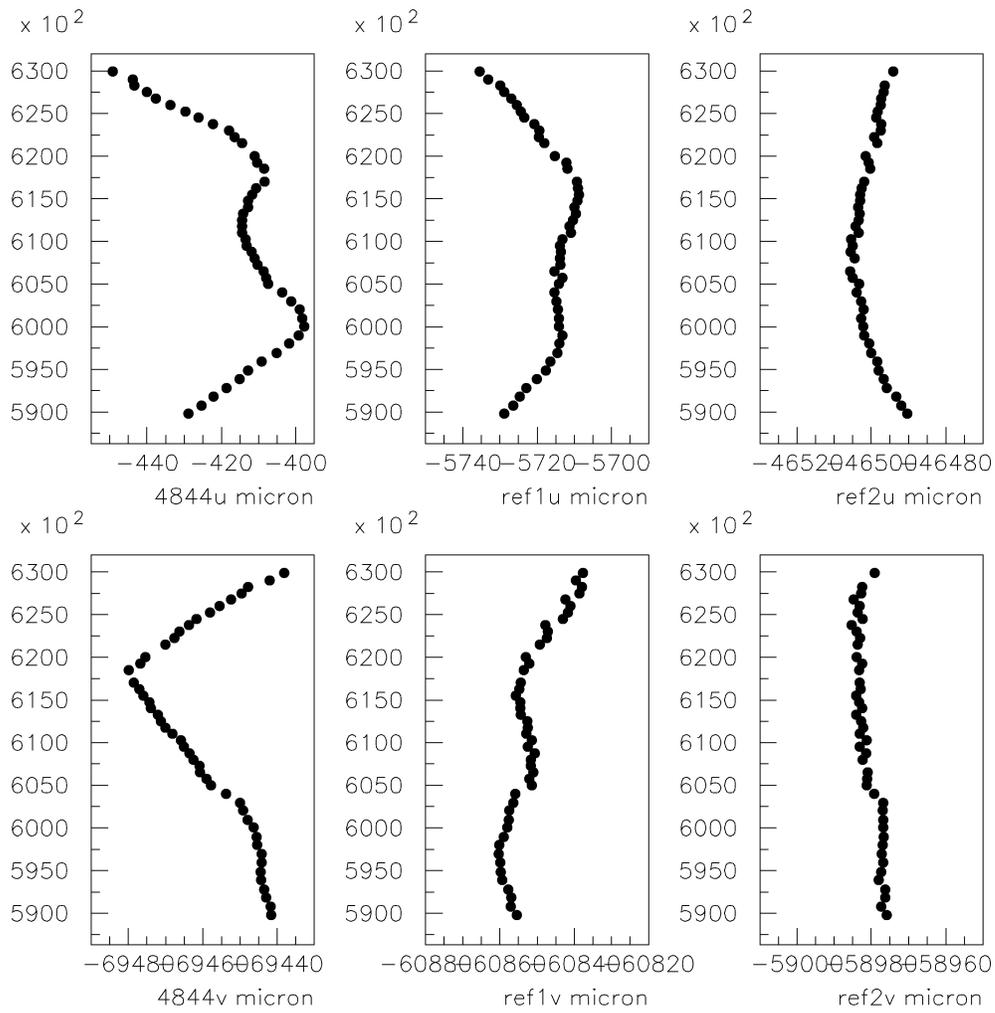


図 7.27: event3356-17099 飛跡の直線からのずれ。左端がタウ粒子の娘、右の2つはリファレンスの飛跡。上下が u,v それぞれのプロジェクション、縦軸はビーム方向 ( $z$ ) である。 $z: 590000 \sim 604000 \mu\text{m}$  が ecc800、 $z: 604000 \sim 630000 \mu\text{m}$  が bulk。

一次反応点から発生している粒子の角度分布を図 7.28 に示す。図の「4844」の飛跡が崩壊の娘である。これらの粒子のターゲット出口での測定角度を SFT に延長したものを図 7.29 に示す。崩壊の娘（「4844」の飛跡）は次の 2 放射長の厚さの原子核乾板ターゲットを電磁シャワーの発生なしに通過していて、ハドロンと判定した原子核乾板ターゲット中の結果と矛盾しない。

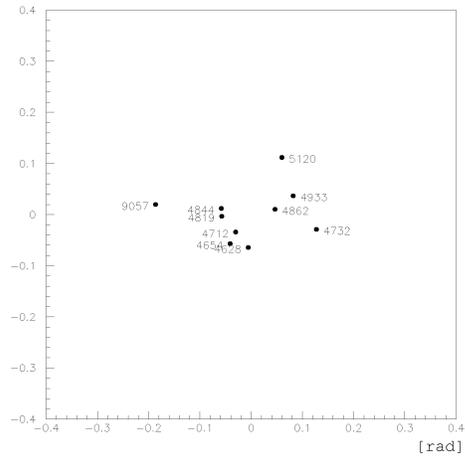


図 7.28: event3356-17099 一次反応点発生粒子の角度。4844 の飛跡はタウ粒子の娘候補

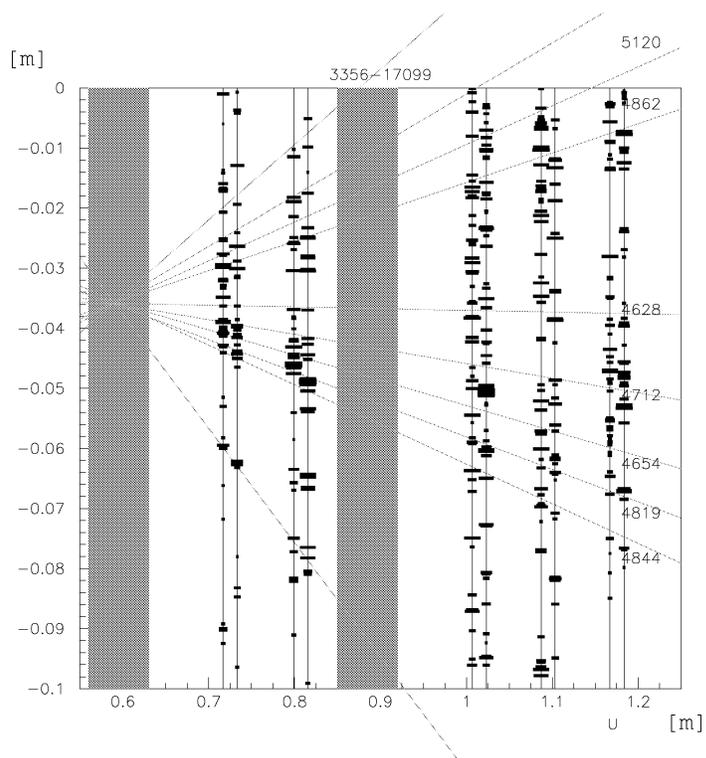
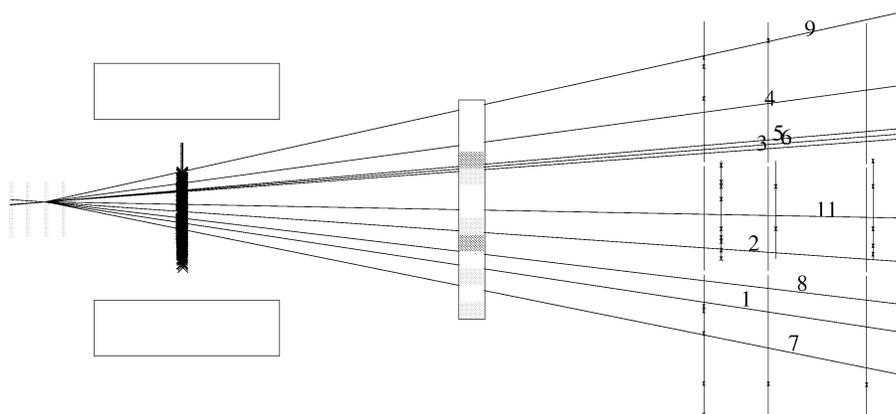
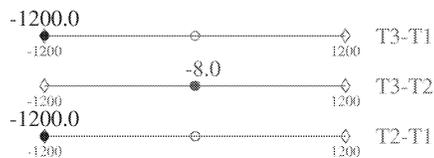


図 7.29: event3356-17099 module 出口の測定値を SFT に延長した図、4844 がタウ粒子の崩壊の娘、次の原子核乾板ターゲットを電磁シャワーを生成せずに通抜けしているのでハドロンとして矛盾がない。

一次反応点で生成した粒子のうち  $\tan\theta < 0.25\text{rad}$  のものは1放射長追跡して、電磁シャワーの発生がない事が確認できた。これは約70%の信頼性で電子ニュートリノのチャーム粒子生成反応を否定した事になる (Appendix)。ミュー粒子について、カウンターのヒットは図7.30である。図で特に「9」の飛跡は前の2枚の $\mu$ -IDカウンターに信号がある様にも採れる。しかし3枚目はアクセプタンス外であり、ミュー粒子であるとは断定できない。

チャーム粒子の可能性は否定され、娘粒子の運動量  $3.4_{-0.8}^{+1.6}\text{GeV}/c$ 、 $minp_T = 0.091_{-0.022}^{+0.043}\text{GeV}/c$  をもった、タウニュートリノ反応の候補である。

E872 Run= 3356 Event= 17099 Wght= 1.0

Triggers set  
PHYSICS

Trk	Mom	chi	nht	Emul	vtx
1	0.0	0.8	7	411004933	1
2	0.0	0.0	0	411004862	1
3	0.0	0.0	0	411004819	1
4	-2.2	0.6	18	411004654	1
5	0.0	0.0	0	411004628	1
6	4.3	0.5	12	411004712	1
7	-2.3	0.4	17	411005120	1
8	-0.4	0.1	13	411004732	1
9	-4.9	0.8	13	412009057	1
10	1.5	3.9	12		0
11	0.0	0.0	0	422005484	1

図 7.30: event3356-17099 後方の検出器の様子 (side-view)、9 番の飛跡が図 7.28 における 9057 の飛跡で  $\mu-ID$  の 1 層目と 2 層目にヒットがあるようにもとれるが、3 層目はアクセプタンス外

● event:3245-22786

一次反応点は上流から2番目の原子核乾板ターゲットの bulk 中である。反応点からターゲットの出口まで0.7放射長ある。

この反応は最接近距離の解析で選び出された二本の飛跡のうち一本の飛跡が  $\mu - ID$  カウンターに信号がありミュー粒子と同定された。また一次反応点からの粒子のうち一本もミュー粒子と同定され、ミューニュートリノのチャーム生成反応と考えられる。この反応は bulk 中なので、手動解析によって更に詳しく調べることができた。それによると図 7.31 に示す様に、bulk plate の最上流にニュートリノ反応点があり、ミュー粒子が発生している。最接近距離の解析で選び出した飛跡は「4447」と「4615」である。飛跡 4447( $\mu$ ) はベースの下部で一次反応点から発生した別の粒子から軌道を変えており、ここが崩壊点である。また short flight 崩壊探索の対象とはなっていない二本の粒子がこの崩壊点に付随しており、チャーム粒子の 3prong 崩壊であることが判明した。

図 7.32 は上から眺めた  $\mu - ID$  のヒットの様子である。中央付近の2と3の飛跡がニュートリノ反応点からのミュー粒子とチャーム粒子崩壊の娘のミュー粒子である。

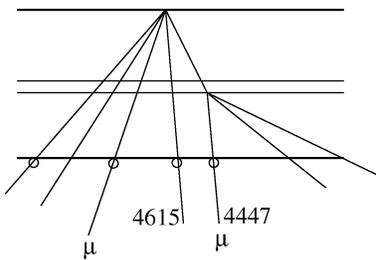


図 7.31: event3245-22786 bulk の手動解析の結果。bulk 一枚分を横から見た図。(o印は short flight 崩壊探索の対象とした粒子)

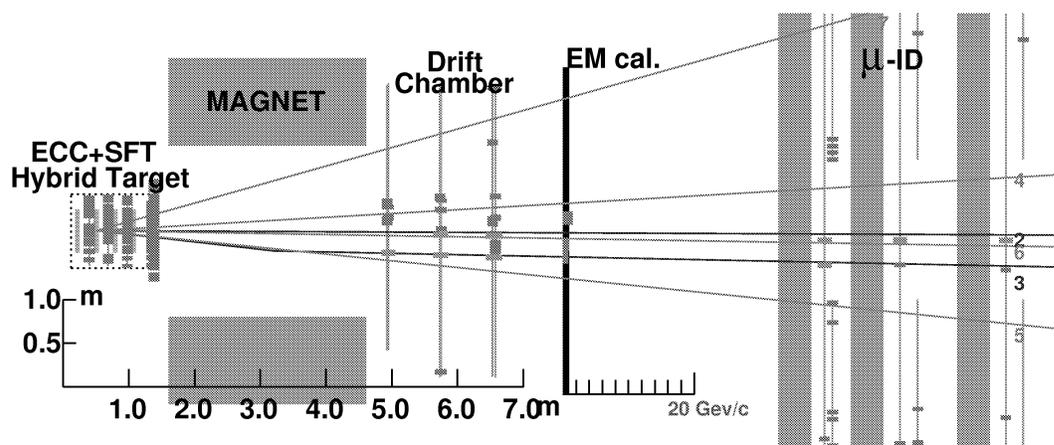


図 7.32: event3245-22786 上から眺めた  $\mu-ID$  のヒットの様子、2 が一次反応点からのミュオン粒子。3 がチャーム粒子の崩壊の娘粒子

**● event:3345-00880**

一次反応点の位置は上流から3番目の原子核乾板ターゲットのecc800の鉄中である。反応点からターゲットの出口まで1.7放射長ある。

一次反応点に収束している粒子は7本で、1本の粒子(27245)が反応点に対して約 $4\mu\text{m}$ で最接近している。それぞれの角度分布を図7.33に示す。一次反応点からミュオン粒子は発生していない。電子同定はまだ試みていないが、SFTのヒットから電磁シャワーの発達具合をみると1本の粒子(27333)が電子である可能性が疑われる(図7.34)。

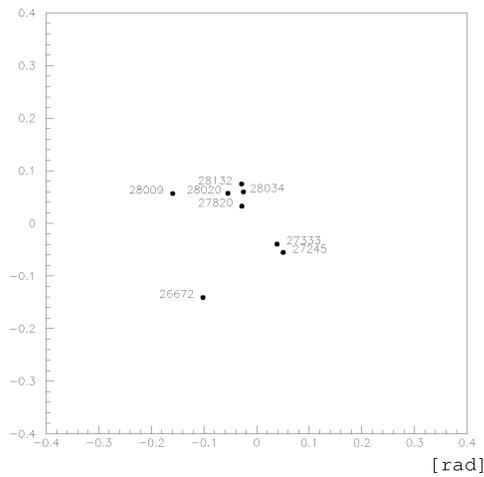


図 7.33: event3345-00880 の一次反応点からの粒子の角度分布。27245 が崩壊の娘粒子の候補

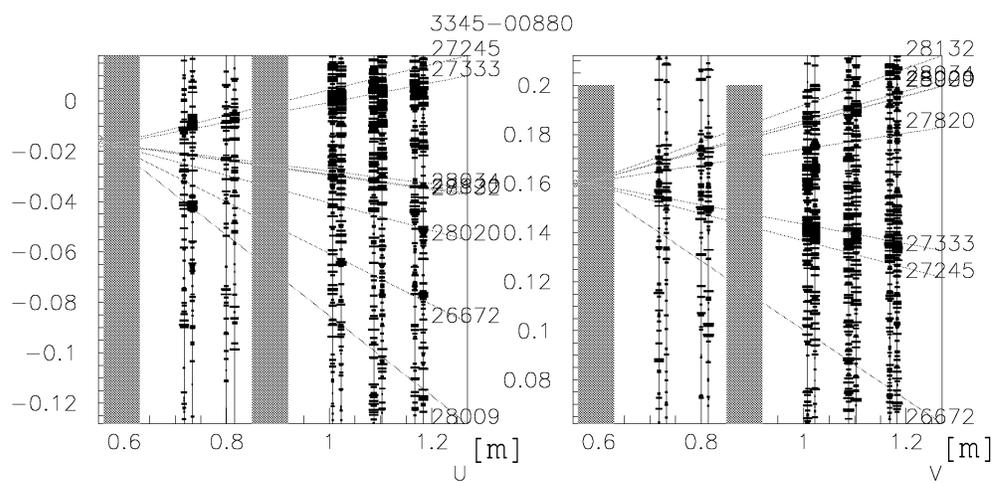


図 7.34: event3345-00880 の SFT のヒット。電磁シャワーの発達から 27333 の粒子が電子である可能性が考えられる (未確認)

● event:3232-18635

一次反応点の位置は上流から3番目の原子核乾板ターゲットのbulk中である。反応点からターゲットの出口まで0.12放射長ある。

一次反応点より発生している粒子の角度分布を図7.35に示す。そのうちの一本(7191)が反応点に対して約 $30\mu\text{m}$ で最接近している。この反応はbulk中にあり、手動解析によって一次反応点から発生した粒子の飛跡が折れ曲がっていることが確認できた。SFTのヒットは図7.36に示す。娘粒子(7191)の次の原子核乾板ターゲットでの散乱角の大きさは、測定された運動量の値と矛盾がない。7530の粒子は電磁シャワーの発達の様子から電子の疑いがあるが次の原子核乾板モジュールへの接続は行っていない。なお娘の運動量は $0.29_{-0.09}^{+0.23}\text{GeV}/c$ と低い。

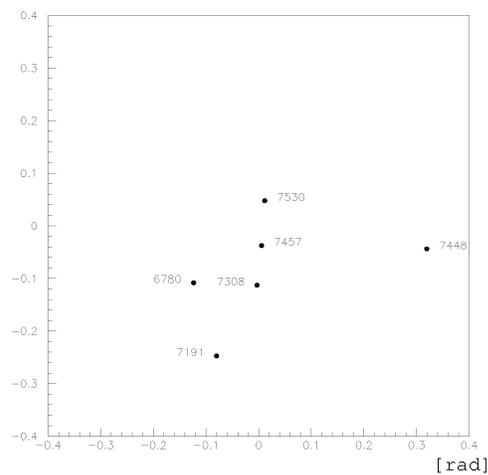


図 7.35: event3232-18635 の一次反応点からの粒子の角度分布。7191 が崩壊の娘粒子の候補

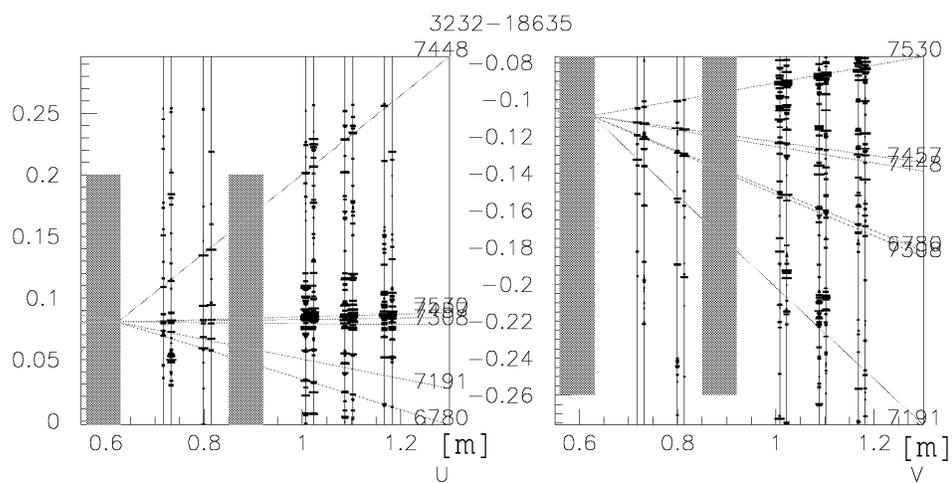


図 7.36: event3232-18635 の SFT のヒット。崩壊の娘候補 (7191) が次の原子核乾板ターゲットで受けている散乱は運動量測定値と矛盾がない。電磁シャワーの発達から 7530 の粒子が電子である可能性が考えられる (未確認)

**● event:3351-10406**

一次反応点の位置は上流から2番目の原子核乾板ターゲットの ecc800 の鉄中である。反応点からターゲットの出口までに1.8放射長ある。

この反応に付随する粒子の角度分布は図 7.37 に示した通りで5814がミュオン粒子である(図 7.38)。そして5814と5817の粒子が $3.3\mu\text{m}$ で最接近している。5817の飛跡は角度が大きいのので、運動量測定のために多重電磁散乱の散乱角の測定を追加した。

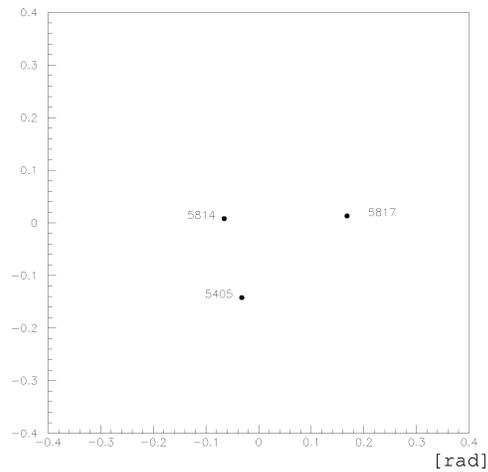


図 7.37: event3351-10406 の一次反応点からの粒子の角度分布。5814がミュオン粒子。5814と5817が $3\mu\text{m}$ で最接近しており崩壊の娘候補。

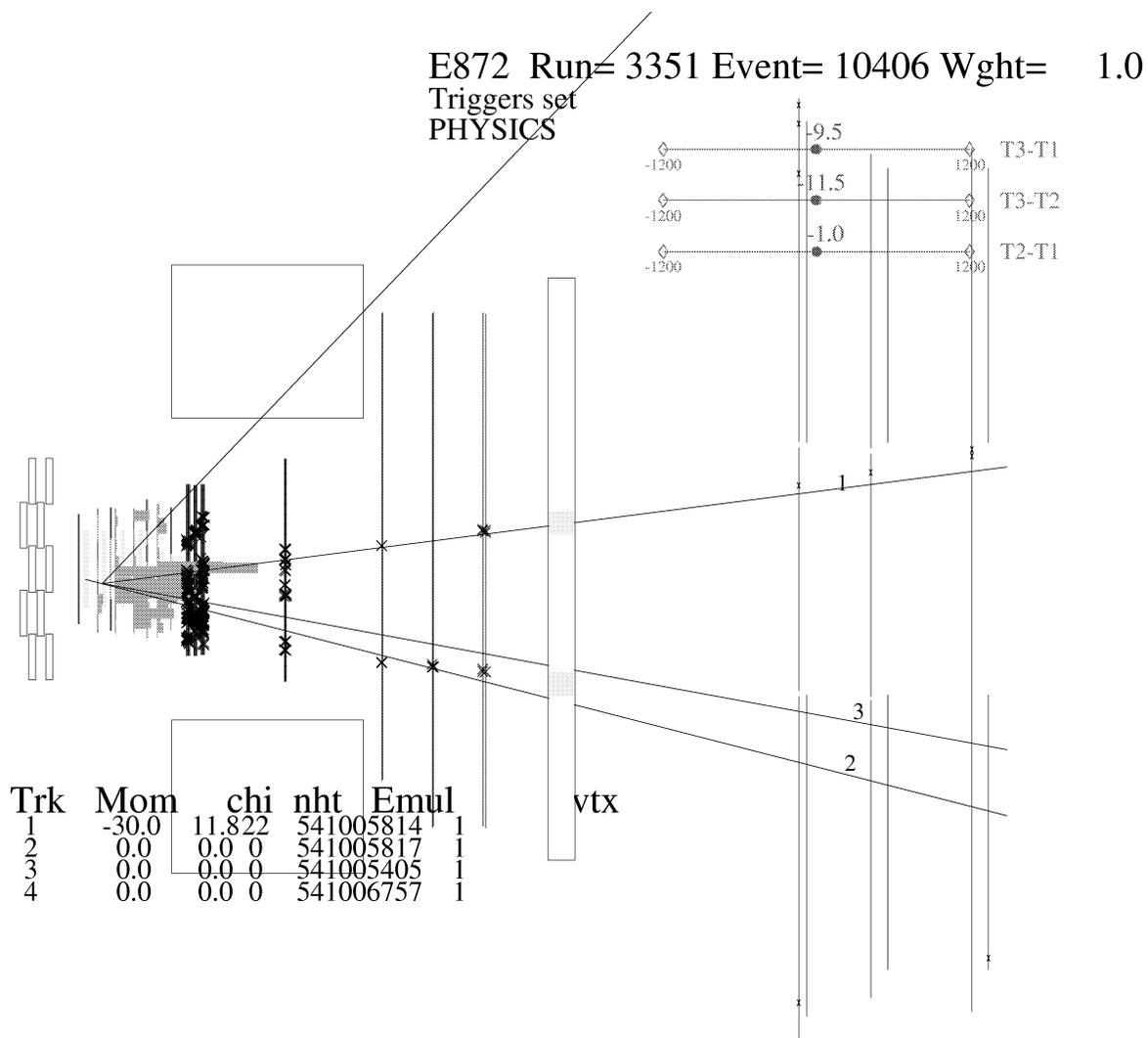


図 7.38: event3351-10406 の  $\mu$ -ID カウンターのヒットの様子。ミュー粒子と同定された図の 1 が図 7.37 の 5814。

### 7.2.4 崩壊候補のまとめ

前述の通り、ハドロンの二次衝突のバックグラウンドは運動量が低く横向き運動量が小さいところに集中するため、崩壊候補として  $minp_T$  に対して  $0.08\text{GeV}/c$  以上、娘の運動量に関して  $1\text{GeV}/c$  以上の条件をつけて2反応を選びだした。表 7.7 にこれらについて示す。それぞれタウ粒子とチャーム粒子の候補である。タウ粒子の検出効率は約 40% と見積もられ、全ニュートリノ反応に対するタウニュートリノ反応の含有率を 5% と仮定すると期待数は 0.78 個となる。M.C.simulation によるタウ粒子の折れ曲がりの  $minp_T$  分布は図 7.39 となる。

ev#	崩壊位置	$fl$ [mm]	$\theta_{\text{kink}}$ [mrad]	$P_{\text{娘}}$ [GeV/c]	$p_T$ [GeV/c]	娘 lepton	反応点 lepton	判定
3356 17099	鉄板	< 0.9	> 27	$3.4^{+1.6}_{-0.8}$	> 0.091			$\tau$
3245 22786	ベース	0.4	41	$4.8^{+7.9}_{-2.0}$	0.20	$\mu^-$	$\mu^+$	charm

表 7.7: short flight 崩壊の崩壊候補のまとめ。運動量は 90% の範囲。

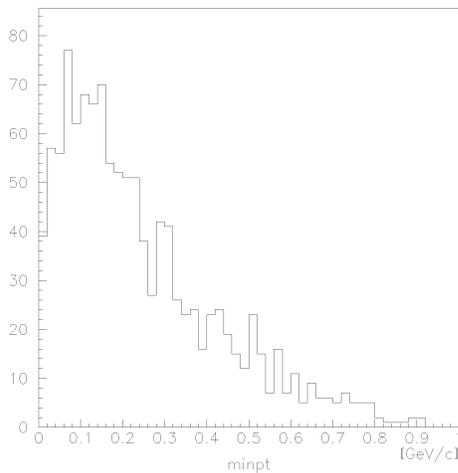


図 7.39: M.C. によるタウ粒子の折れ曲がりの  $minp_T$  の分布。(2 本組の最接近距離の評価で選出されたものについて。)

## 7.2.5 バックグラウンドの見積もり

### ハドロンの二次衝突からの寄与

M.C.simulation でハドロンの二次衝突現象に対して short flight 崩壊探索の手順を経て得られた  $minp_T$  分布を図 7.40 に示す。 $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、 $minp_T \geq 0.08\text{GeV}/c$  の条件を加えると、鉄中での反応に対して 0.24 本の飛跡、原子核乾板中での反応のうち原子核の破片、オージェ電子の確認を行っても崩壊と区別のつかないもの [16] とベース中での反応を加えると 0.29 本の飛跡が short flight 崩壊として選出される。

このうち一次反応点に対して電子、ミュー粒子の同定を行い、荷電カレント反応と同定されたものはチャーム粒子のバックグラウンドとはなるが、タウ粒子のバックグラウンドとはならない。検出された反応の内、電子ニュートリノとミューニュートリノを同数として、荷電カレント反応と中性カレント反応の比を 3:1、電子同定の効率を 70%、ミュー粒子同定の効率を 80% とすると、対象反応数へは  $f = 1/4\{N.C.\} + 1.5/4 \times (1 - 0.7)\{\text{電子同定失敗}\} + 1.5/4 \times (1 - 0.8)\{\text{ミュー粒子同定失敗}\}$  の係数がかかる。従ってタウニュートリノ反応に対するバックグラウンドは  $0.29 \times f = 0.13$  反応と見積もられる。

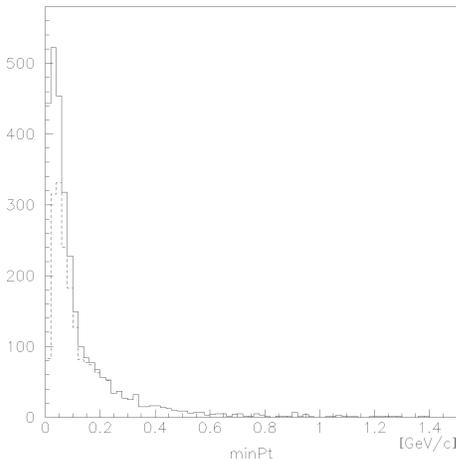


図 7.40: M.C. による二次衝突反応に対して期待される  $minp_T$  の分布、点線は娘粒子の運動量が  $1\text{GeV}/c$  以上のもの

### チャーム粒子生成反応からの寄与

203 例に対する荷電チャーム粒子の期待値は 4.3 個で、そのうち「short flight 崩壊」になるものは 1.1 個と見積もられる。これに対する検出効率は M.C.simulation

より、 $minp_T$  に対する条件の関数で図 7.41 となった。図で塗りつぶしてある印はマイクロトラックの検出効率を加味した場合である。これにより  $minp_T \geq 0.08 \text{ GeV}/c$  の条件の下で、0.54 個が検出されると見積もられる。タウニュートリノ反応のバックグラウンドとしては、一本の荷電粒子への崩壊に限ることで分岐比 (0.4) をかけて 0.22 個となる。また short flight 崩壊の場合、鉄中の中性チャーム粒子が崩壊して一方だけが捕らえられた場合にもタウ粒子の崩壊のバックグラウンドとなるが、この数は 0.09 個期待される。これらのチャーム粒子がタウ粒子の崩壊のバックグラウンドになるのは一次反応点からの電子、ミュー粒子を見逃す確率をかけることで、 $(0.22 + 0.09) \times (0.5 \times (1 - 0.7)\{\text{電子同定失敗}\} + 0.5 \times (1 - 0.8)\{\text{ミュー粒子同定失敗}\}) = 0.076$  個と見積もられる。

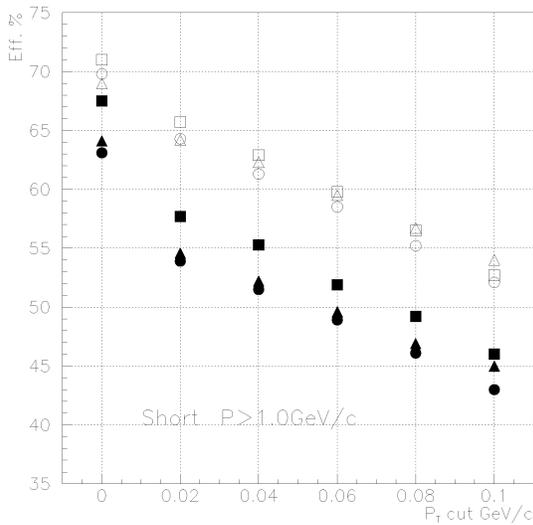


図 7.41: M.C. によるチャーム粒子の short flight 崩壊の検出効率。四角: ecc200、丸: ecc800、三角: bulk、塗りつぶしてある印はデータ取りの検出効率を加味したもの。

### 7.3 タウ粒子の「long flight 崩壊」の探索

この探索ではニュートリノ反応点から放出されるタウ粒子の飛跡が少なくとも一点は測定された後の飛跡の折れ曲がりを検出する。

折れ曲がり角度は最低 5mrad 以上のものを選びだした。次に検出した飛跡の折れ曲がり角がタウ粒子の崩壊であることを確かめるために、運動量を測定する必要がある。ここでの運動量測定の作業を軽減する目的で、予め折れ曲がり角度と飛距離に対して「 $\theta_{\text{kink}} \times fl(\equiv \text{kink 点までの距離}) < 500\mu\text{m}$ 」の条件と、折れ曲がり角度と一次反応点からの放出角度に対して「 $\theta_{\text{kink}} > \frac{\theta_{em}-0.1}{2}$ 、 $\theta_{em} \equiv \text{親の角度}$ 」の条件を加えた。前者はハドロンの二次衝突を除くのに有効で、後者は反応点から大きな角度で生成する低運動量の飛跡の電磁多重散乱を除くのに有効である。図 7.42 に上記の条件を M.C. で作ったタウ粒子の分布に重ねて示した。

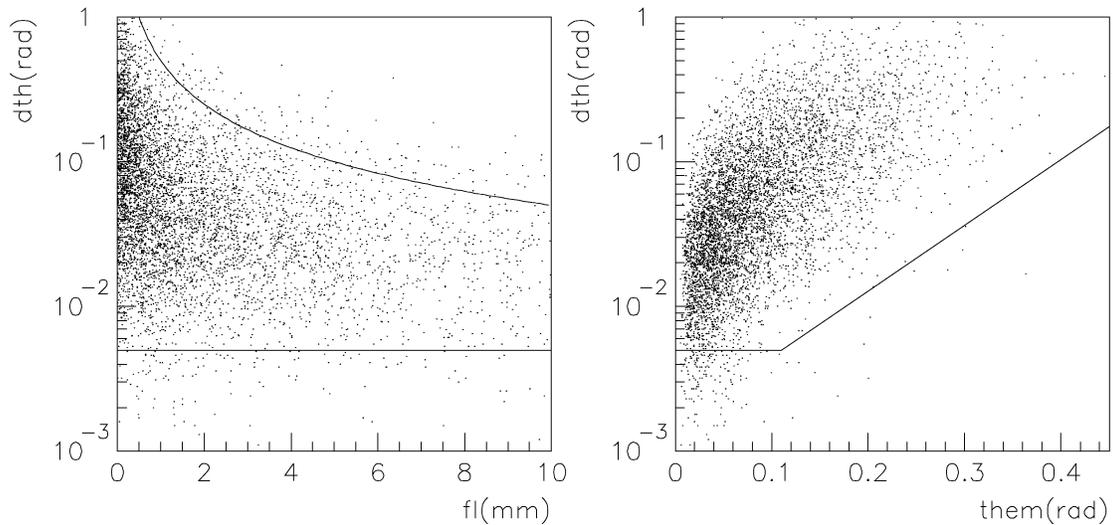


図 7.42: M.C. によるタウ粒子崩壊の分布と long flight 崩壊探索の幾何学的条件。左図:崩壊までの距離 (fl) と崩壊角度 (dth)、右図:タウ粒子の放出角度 (them) と崩壊角度 (dth)

#### 7.3.1 タウ粒子崩壊の選び出し

タウ粒子の long flight 崩壊は崩壊点で親 (タウ粒子) と娘の二本の飛跡に分けて再構成される場合と、一次反応点からの一連の飛跡として再構成される場合がある。

一連の飛跡として再構成されている場合に対し飛跡を2分割して上下2直線の角度差がそれぞれの直線のフィッティングエラーに比して最も大きくなる所を崩壊点として決めた。

選びだした52本の折れ曲がりについて、運動量を測定し $p_T$ を求めた。図7.43に折れ曲がりの角度と $p_T$ の分布を示す。 $p_T$ 分布で $p_T \geq 0.1\text{GeV}/c$ の事象と $p_T < 0.1\text{GeV}/c$ の事象に分かれている。

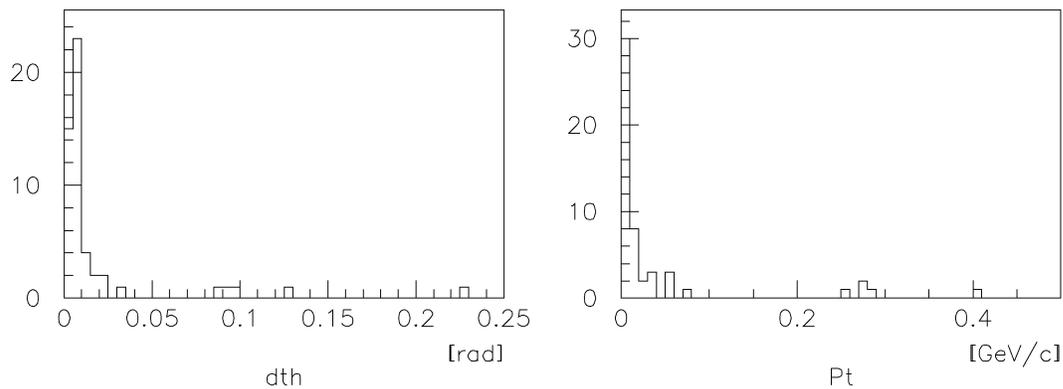


図 7.43: long flight 崩壊候補の崩壊角度  $dth$ (左図) と横向き運動量  $p_T$ (右図) の分布

### 7.3.2 個々の反応について電子、ミュー粒子の同定と詳細な解析

娘粒子の電子、ミュー粒子の同定を、 $p_T \geq 0.1\text{GeV}/c$ の5例の事象について行った。対象とした事象を表7.8にまとめた。このうち2本が電子と同定された。また反応点から発生する電子、ミュー粒子の同定もこれら5例について行った。それぞれの反応について説明する。

ev#	$\theta_{\text{親}}$ [mrad]	$fl$ [mm]	$\theta_{\text{kink}}$ [mrad]	$P_{\text{娘}}$ [GeV/c]	$p_T$ [GeV/c]
3024 30175	29	4.5	93	$2.9_{-0.8}^{+1.5}$	0.27
3039 01910	65	0.28	90	$4.6_{-0.9}^{+1.6}$	0.41
3333 17665	11	0.54	13	$21.4_{-6.4}^{+14.4}$	0.28
3263 25102	190	1.8	130	$2.0_{-0.7}^{+2.2}$	0.26
3065 03238	258	1.5	230	$1.2_{-0.3}^{+0.5}$	0.28

表 7.8: long flight 崩壊の候補。運動量のエラーは 90% の範囲。

● event:3024-30175

一次反応点で発生した一本の粒子が4.5mm 走った後、ecc200のベース中で93mradの角度で崩壊している(図7.44)。

原子核乾板ターゲット中で崩壊の娘粒子に沿って発生する粒子(娘粒子に対する角度差  $\Delta\theta = 20\text{mrad}$ 、距離  $\Delta x = 38\mu\text{m}$ ) が検出された。ターゲットに蓄積している飛跡のうち、途中で発生したとされるものの分布を図7.45に示す。これに基づいて娘粒子の近傍( $\Delta\theta = \pm 25\text{mrad}$ 、 $\Delta x = \pm 50\mu\text{m}$ )に現れる飛跡の期待値を求めると、 $50[\text{本}/\text{cm}^2 \cdot 10\text{mrad}] \times \left(\frac{50}{2 \times 120\pi} \times 5\right) \times \left(\frac{0.1^2}{10^2}\right) \times 15 = 0.025$ 本となる。ここで娘粒子の角度が120mradであることを考慮し、2番目、3番目の括弧は角度と領域の限定、最後に娘粒子を追跡した乾板の認識枚数を掛けた。また、この発生した粒子が一次反応点の  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  崩壊の  $\gamma$  の電子対生成である期待値は、発生粒子を探索した  $\pm 50\mu\text{m}$  の娘粒子に沿った直方体の体積を1放射長の高さで開き角度が粒子の生成角度範囲である円錐の体積で割った値に  $\gamma$  の本数を掛けたものになるはずである。生成角度を  $\pm 0.2\text{rad}$  の範囲とすると、ecc200の場合は1放射長  $\sim 22\text{mm}$  より期待値は ( $\gamma$  の本数  $\times 5 \times 10^{-4}$ ) と非常に可能性は低い。一方図7.12より  $3\text{GeV}/c$  の電子を、この場合の0.44放射長追跡した場合に電子対が観測される確率は0.2である。以上より、この崩壊の娘粒子は電子と同定した(図7.46)。なお手動解析により、マイクロトラックの繋ぎの間違いではなく、確かに粒子が発生していることと、低運動量だが対の電子が付随していることが確認できた。

他の発生粒子については電子、ミュー粒子と同定されたものはないため、タウニュートリノ荷電カレント反応でタウ粒子が  $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$  という崩壊をした事象と同定した。SFTのヒットを図7.47に示す。

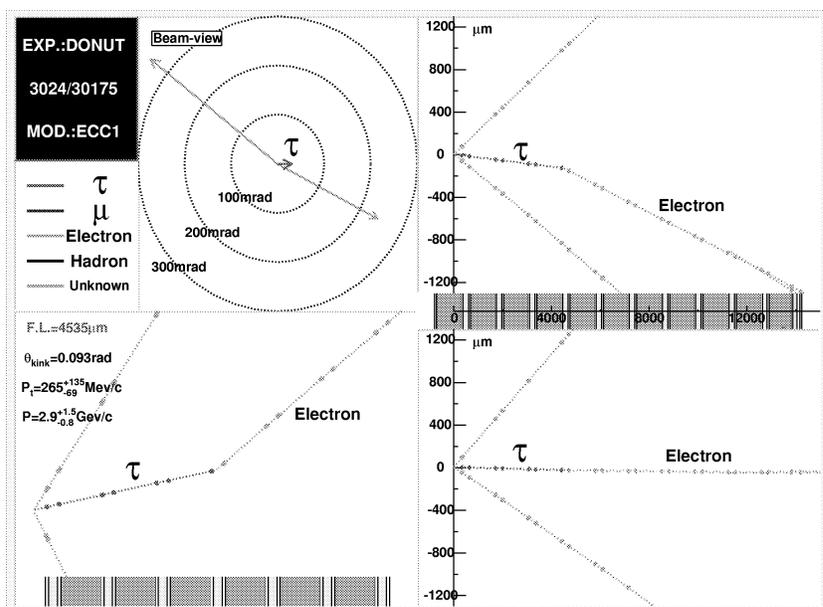


図 7.44: タウニュートリノ反応 long flight 崩壊候補 (3024-30175)。  $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$

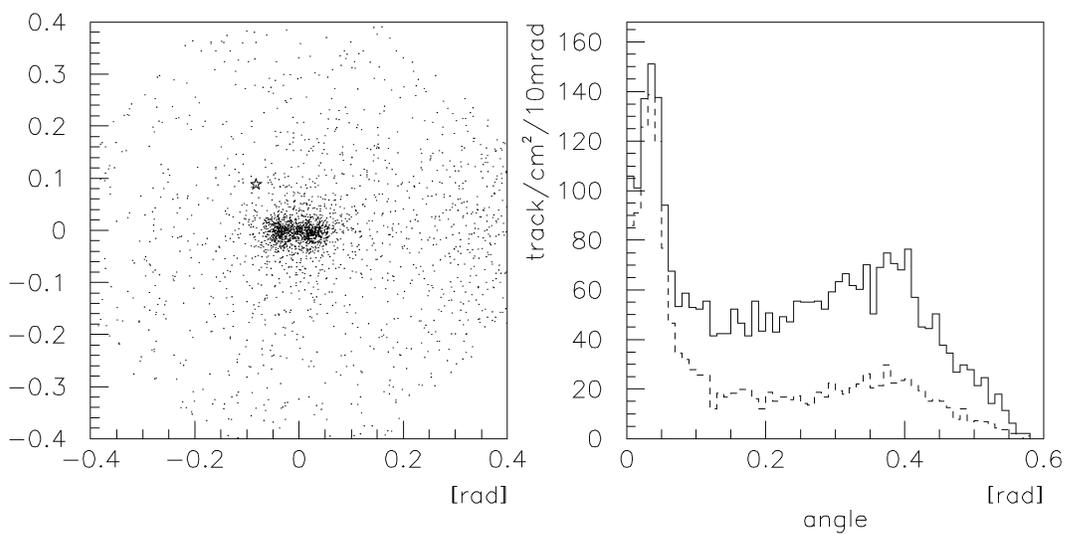


図 7.45: 左図:領域内で発生している飛跡のビームに対する角度分布。星印が崩壊の娘粒子の角度。右図:角度別の密度 (実線は2セグメント以上、点線は3セグメント以上を要求した場合)

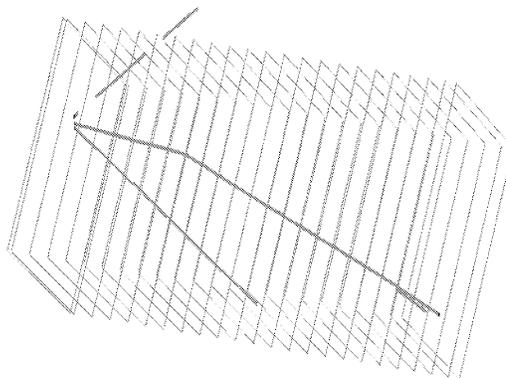


図 7.46: タウ粒子崩壊の娘の電子同定 (3024-30175)。図は一次反応点からの 3 本の飛跡 (太線) とマイクロトラック認識面 (細線) を表す。図中の中央の飛跡が 4.5mm 飛んで崩壊している。娘粒子に沿って電子対が発生しており、電子と同定した。

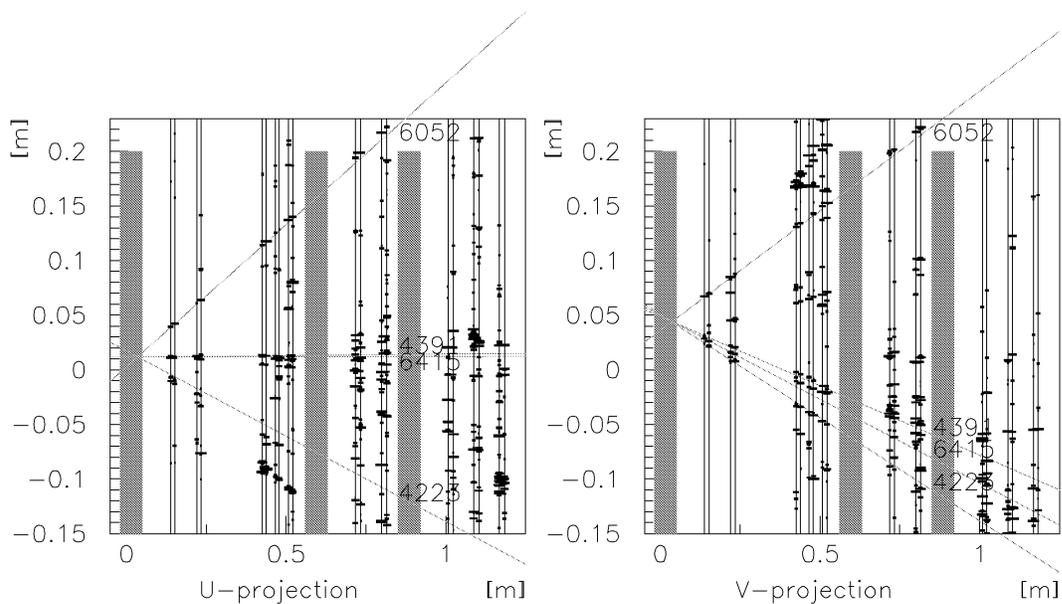


図 7.47: タウニュートリノ反応 long flight 崩壊候補 (3024-30175) の SFT のヒット。「4391」の飛跡がタウ粒子の崩壊の娘。「6415」の飛跡は娘に沿って発生した電子対。「4223」の飛跡は角度測定位置からターゲット出口までの間に電磁散乱を受けたと考えられる。

● event:3333-17665

一次反応点で発生した粒子が 0.54mm 後に角度 13mrad の崩壊をしている。崩壊点は ecc800 のベース中である (図 7.48)。

原子核乾板ターゲット中で崩壊の娘粒子に沿って発生する粒子が二本 (娘粒子に対する角度差  $\Delta\theta = 7, 0\text{mrad}$ 、距離  $\Delta x = 11, 9\mu\text{m}$ ) 検出された。ターゲットに蓄積されている飛跡のうち、途中で発生したとされるものの分布を図 7.49 に示す。娘粒子に沿ってこのバックグラウンドの飛跡が現れる期待値を見積もる。崩壊の娘粒子のビームに対する角度は 15mrad であるので、角度の小さな部分 ( $\theta < 0.025\text{rad}$ ) の密度 (96 本/cm<sup>2</sup>) を用いて、 $\pm 50\mu\text{m}$  の範囲に  $96 \times (\frac{0.12}{10^2}) \times 33 = 0.32$  本が期待される。最後の項は娘粒子を追跡した 1 放射長に含まれる乾板の枚数である。従って 2 本検出される確率はポアソン分布より  $0.04 (= 1 - e^{-0.32} - 0.32 \times e^{-0.32})$  となる。また一次反応点からの  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  の崩壊による  $\gamma$  の電子対創生の可能性は前出の候補と同様に非常に低い。一方図 7.12 より 20GeV/c の電子を、この場合の 1 放射長追跡した場合に電子対が観測される確率は 0.7 と見積もられる。以上より、この崩壊の娘粒子は電子と同定した (図 7.50)。なお手動解析により、マイクロトラックの繋ぎの間違いではなく、確かに粒子が発生していることが確認できた。更にデータ内でマイクロトラックとして存在しない発生粒子 2 本が検出され、電磁シャワーの描像が明解になった。検出されなかった理由は、粒子同士が非常に接近している ( $\sim 1\mu\text{m}$ ) ためである。娘粒子に沿って上流から三箇所に分けて運動量を電磁多重散乱によって求めると、電子が制動輻射によって exponential でエネルギーを落としている様が見られた (図 7.51)。また SFT (図 7.52) では、この飛跡に伴う電磁シャワーが次のターゲットで更に発達している様相が捕らえられた。

一次反応点から電子、ミュー粒子は存在せず、 $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$  の候補である。

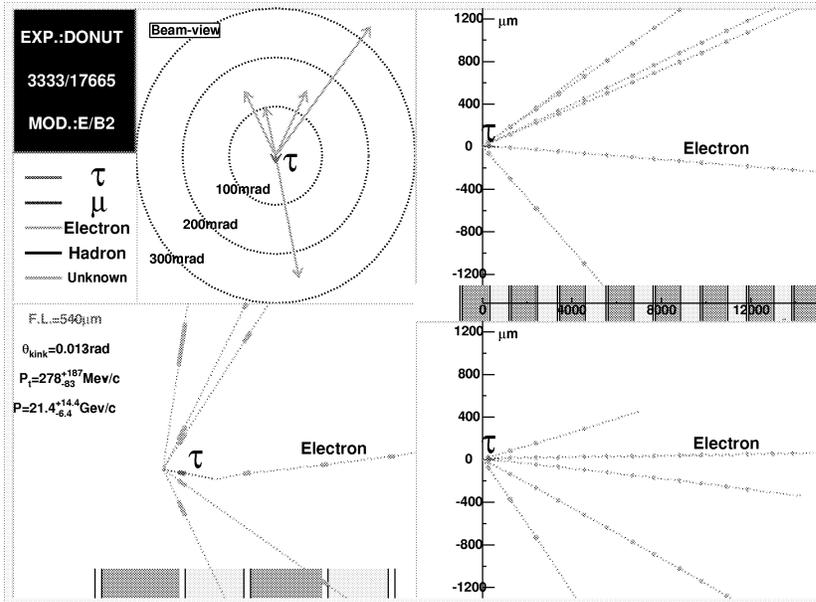


図 7.48: タウニュートリノ反応 long flight 崩壊候補 (3333-17665)。 $\tau \rightarrow e + \nu_\tau + \nu_e$

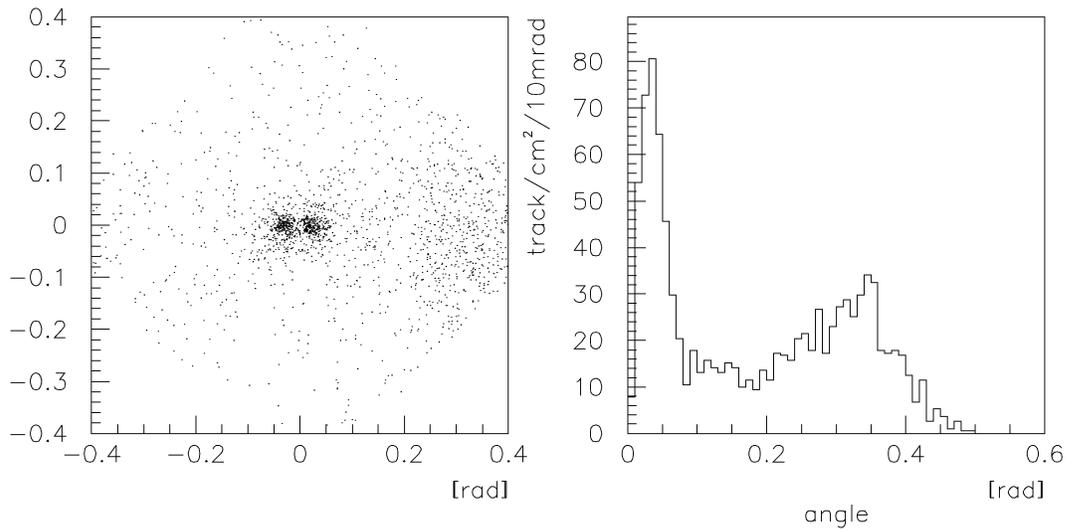


図 7.49: 左図:領域内で発生している飛跡のビームに対する角度分布。星印が崩壊の娘粒子の角度。右図:角度別の密度 (3セグメント以上を要求した場合)

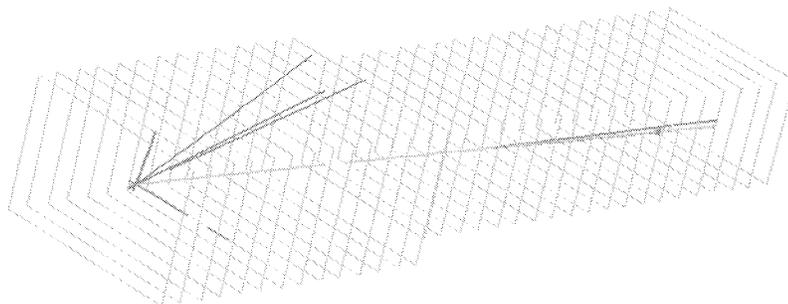


図 7.50: タウ粒子崩壊の娘の電子同定 (3333-17665)。図中の長い飛跡がタウ粒子の娘で、飛跡に沿って電子対が発生している。初めの電子対は約  $0.4X_0$  後に見られた。図の縮尺ではタウ粒子の折れ曲がりには判別できない。

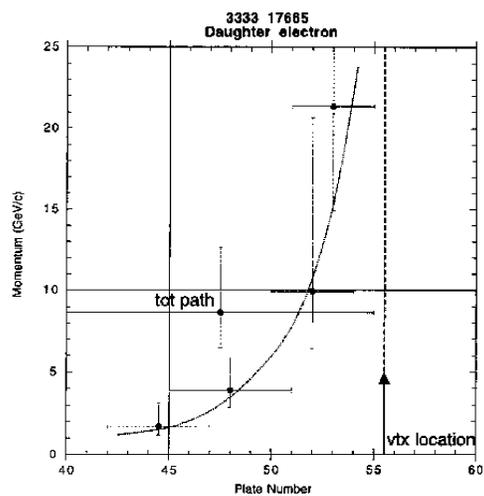


図 7.51: (3333-17665) の娘の粒子に沿って原子核乾板ターゲットの各部分で運動量を測定した値。右側が上流で、制動輻射によって急速にエネルギーを落としていることが分かる。

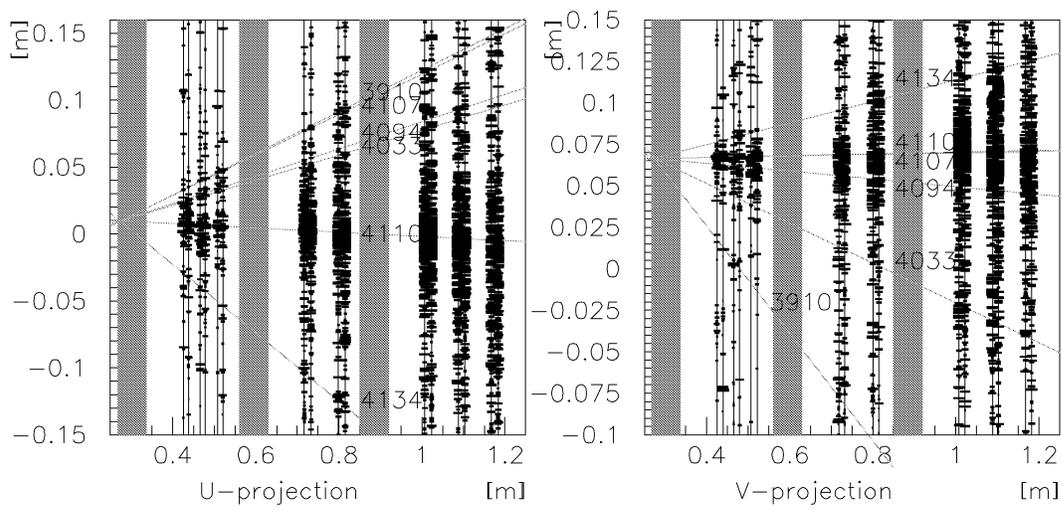


図 7.52: (3333-17665) の SFT のヒット。「4110」の飛跡がタウ粒子の崩壊後の電子。下流の原子核乾板ターゲットで更に電磁シャワーが発達している。

● event:3263-25102

一つの粒子が 1.8mm 走った後 130mrad の崩壊をしている。崩壊点は鉄中である (図 7.53)。娘粒子は電子ともミュー粒子とも同定されず、ハドロンと考えられる。一次反応点からの電子、ミュー粒子の発生はなく、 $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$  の崩壊の候補である。

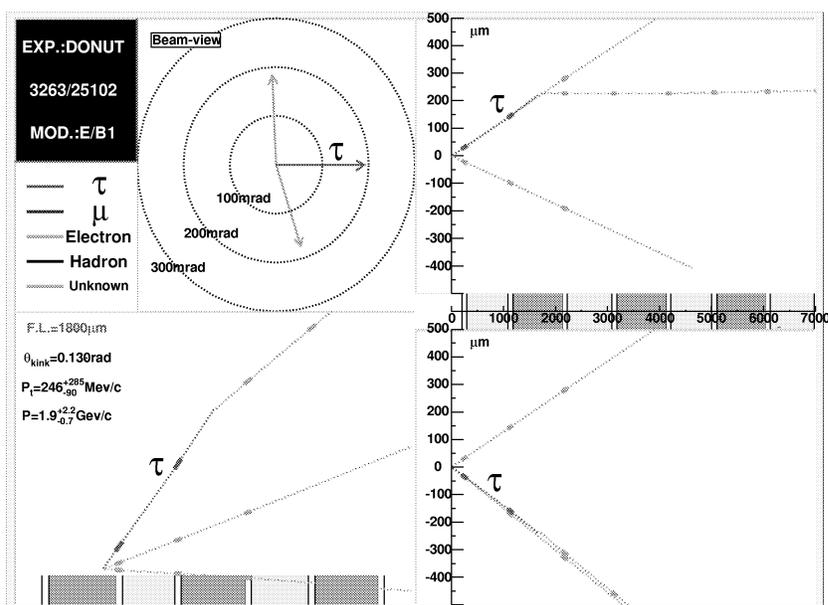


図 7.53: タウニュートリノ反応 long flight 崩壊候補 (3263-25102)。  $\tau \rightarrow h + \nu_\tau + X$

● event:3065-03238

一次反応点は bulk 中である。一次反応点からのひとつの粒子が 2.1mm 走った後鉄中で 230mrad の崩壊をしている。娘粒子はハドロンである (図 7.54)。他の一次反応点からの粒子が原子核乾板ターゲット中の電磁シャワーの生成により、電子と同定された (図 7.55) ため、これは電子ニュートリノのチャーム粒子生成反応と同定された。

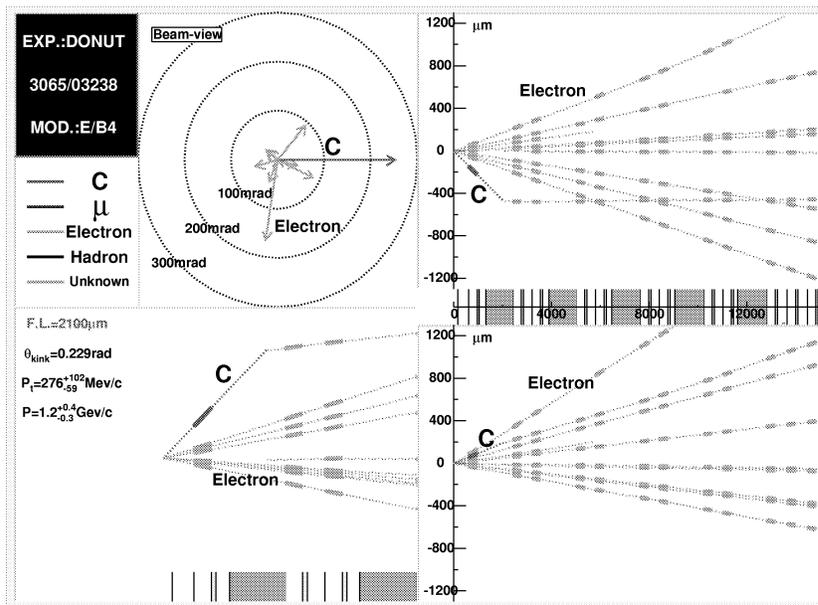


図 7.54: 電子ニュートリノチャーム粒子生成反応 long flight 崩壊候補 (3065-03238)。一次反応点からの粒子が電子と同定された。図には  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  のガンマ線が電子対を生成した現象も載せた。

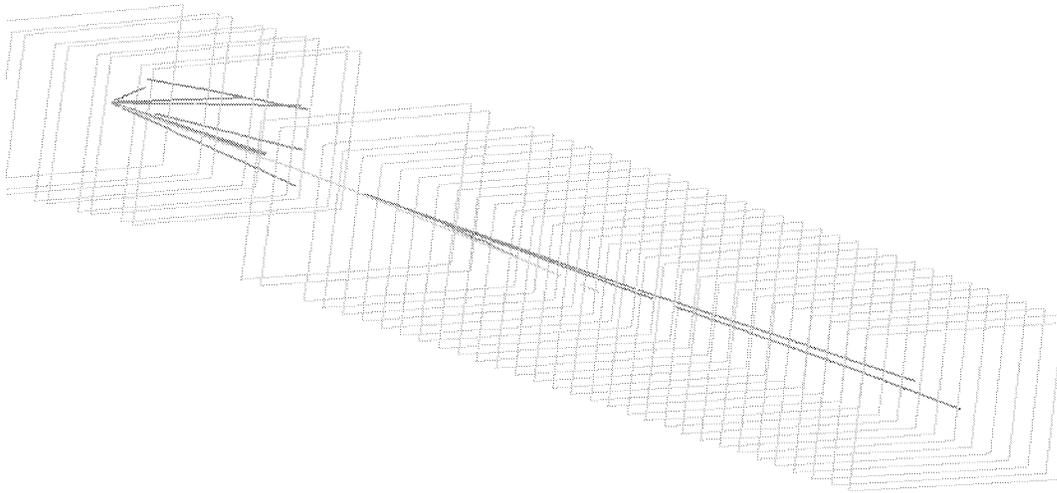


図 7.55: 一次反応発生粒子の電子同定 (3065-03238)。図中の長い飛跡が一次反応点からの荷電粒子で、飛跡に沿って初めの電子対が約  $0.4X_0$  後に発生している。反応点付近で一点に収束していない飛跡が崩壊の娘。

### 7.3.3 崩壊候補のまとめ

long flight 崩壊探索において、娘の運動量が  $1\text{GeV}/c$  以上、 $p_T$  が  $0.25\text{GeV}/c$  以上をタウ、チャーム粒子の崩壊候補とした。表 7.9 にタウ粒子の候補 4 反応、チャーム粒子の候補 1 反応をまとめた。タウ粒子の検出効率は約 65% と見積もられ全ニュートリノ反応に対するタウニュートリノの含有率を 5% とすると期待値は 4.1 個である。 $p_T$  の条件に対する検出効率は図 7.56 に示した。図 7.56 で印の形は原子核乾板ターゲットタイプを表しており、黒い印はマイクロトラックの検出効率を考慮した場合である。

ev#	$\theta_{\text{親}}$ [mrad]	$fl$ [mm]	$\theta_{\text{kink}}$ [mrad]	$p_{\text{娘}}$ [GeV/c]	$p_T$ [GeV/c]	娘 lepton	反応点 lepton	判定
3024 30175	29	4.5	93	$2.9^{+1.5}_{-0.8}$ *	0.27	e		$\tau$
3039 01910	65	0.28	90	$4.6^{+1.6}_{-0.9}$ *	0.41	h		$\tau$
3333 17665	11	0.54	13	$21.4^{+14.4}_{-6.4}$ *	0.28	e		$\tau$
3263 25102	190	1.8	130	$2.0^{+2.2}_{-0.7}$ *	0.26			$\tau$
3065 03238	258	1.5	230	$1.2^{+0.5}_{-0.3}$ *	0.28		e	charm

表 7.9: タウ、チャーム粒子崩壊の候補、崩壊の娘粒子が電子の場合には電磁多重散乱によって測定した運動量は下限値と考えられるため運動量の値に (\*) をつけた。運動量のエラーは 90% の範囲。

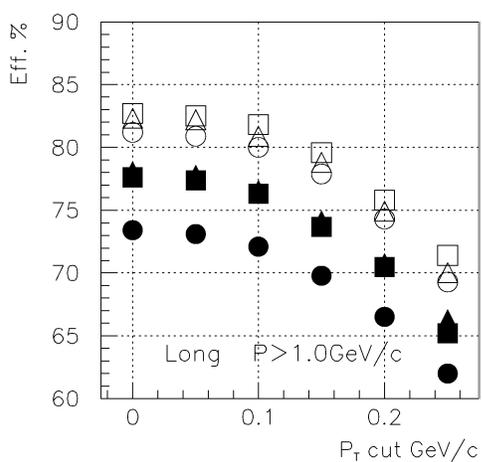


図 7.56: MC によるタウ粒子の long flight 崩壊探索の検出効率。四角:ecc200、丸:ecc800、三角:bulk、黒く塗りつぶしてある印はデータ取りの検出効率を考慮した場合

### 7.3.4 バックグラウンドの見積もり

#### ハドロンの二次衝突からの寄与

M.C.simulation で作った鉄中のハドロンの二次衝突の内、タウ粒子の崩壊と見誤る可能性のある 1-prong の事象の、娘の運動量分布と横向き運動量分布を図 7.57 に示す。これに対してタウ粒子の崩壊と判断する条件、運動量  $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、横向き運動量  $p_T \geq 0.25\text{GeV}/c$  によって、二次衝突の大部分を取り除く事ができる。その他 long flight 崩壊候補に対する条件を課すと、203 反応中 0.54 本が見積もられる。この際、原子核乾板中の反応に関して、破壊された原子核の破片やオージェ電子などを手動解析で検出して、ハドロンの二次衝突と粒子の崩壊との区別を 9 割はつけることができるとした [16]。

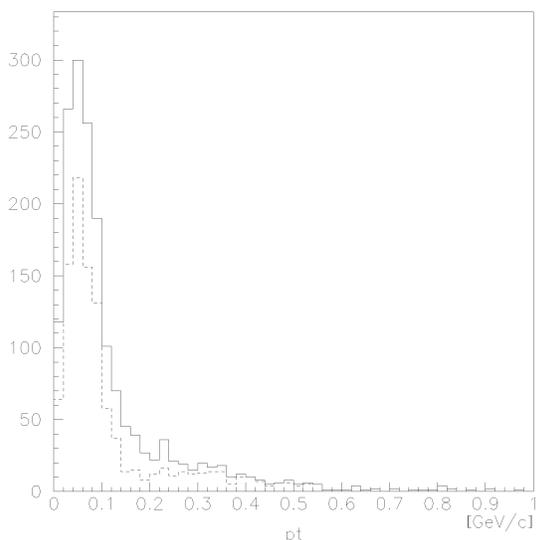


図 7.57: ハドロンの二次衝突の横向き運動量分布。点線は娘粒子の運動量が  $1\text{GeV}/c$  以上のもの

これらのハドロンの二次衝突の内、一次反応点から発生している粒子の電子、ミュー粒子の同定によって、電子ニュートリノ、ミューニュートリノの荷電カレント反応と判明すれば、これらはチャーム粒子生成反応のバックグラウンドとなりタウニュートリノ反応のバックグラウンドにはならない。検出された反応の内、電子ニュートリノとミューニュートリノを同数として、荷電カレント反応と中性カレント反応の比を 3:1、電子同定の効率を 70%、ミュー粒子同定の効率を 80% とすると、対象反応数へは  $f = 1/4\{N.C.\} + 3/4\{C.C.\}(0.5 \times (1 - 0.7)\{\text{電子同定失敗}\} + 0.5 \times (1 - 0.8)\{\text{ミュー}$

粒子同定失敗})の係数がかかる。従ってタウニュートリノ反応のバックグラウンドは  $0.54 \times f = 0.24$  反応と見積もられる。

### チャーム粒子生成反応からの寄与

203例に対する荷電チャーム粒子数の期待値は4.3個で、そのうち「long flight 崩壊」になるものは3.2個と見積もられる。これに対する検出効率はM.C.simulationによって  $p_T$  の条件に対して図7.58と見積もった。塗りつぶしてある印はマイクロセグメントの検出効率を考慮した場合である。 $p_T$  に対する条件をなくしてもなお検出されないチャーム粒子は折れ曲がり角が小さいか、崩壊探索領域の外で崩壊してしまっているものである。従って  $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、 $p_T \geq 0.25\text{GeV}/c$  の条件で荷電チャーム粒子検出の期待値は1.95個となる。タウニュートリノ反応に対するバックグラウンドとして、一本の荷電粒子への崩壊率(0.4)と一次反応点からの電子、ミュー粒子を見逃す確率をかけて、 $1.95 \times 0.4 \times (0.5 \times (1 - 0.7)\{\text{電子同定失敗}\} + 0.5 \times (1 - 0.8)\{\text{ミュー粒子同定失敗}\}) = 0.20$  個が見積もられる。

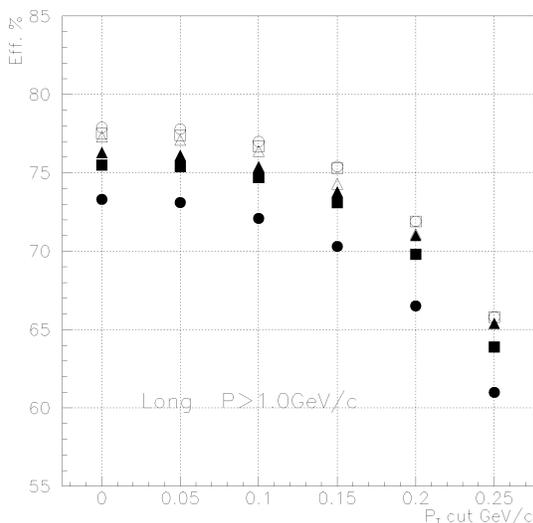


図 7.58: MC によるチャーム粒子の long flight 崩壊の検出効率、丸: ecc800、四角: ecc200、三角: bulk、塗りつぶしてあるものはデータ取り検出効率を加味した場合。

## 7.4 中性チャーム粒子による短寿命で崩壊する粒子の検出率の検証

タウニュートリノ反応の証拠となるタウ粒子を検出する上で、タウ粒子と良く似た崩壊の描像をもつ荷電チャーム粒子の検出は良い傍証となる。生成されるチャーム粒子の内の約6割は中性であり、これを検出することでチャーム粒子生成反応をよりよく確かめる事ができる。また崩壊と見間違えてしまう恐れのある一次生成粒子の二次反応現象に関して、中性粒子の生成が荷電粒子に比べて少ないのでより明確にチャーム粒子崩壊の判定を行える利点がある。

前節までで対象としてきた203反応の中には、アラインメントの関係でタウ粒子崩壊の検出には問題ないが、中性チャーム粒子探索には支障をきたす反応が15事象含まれている。これらを除き188ニュートリノ反応について中性チャーム粒子探索を行った。課した条件は、

- 3セグメント以上の二本以上の飛跡が一点に収束している事。
- 一次反応点から下流に5mm以内にある事。
- SFTにhitがあること。

である。

その結果3つの事象を検出した。一次反応点からミュー粒子と電子が発生しているものが一つずつで、ミューニュートリノ、電子ニュートリノの荷電カレントによるチャーム粒子生成反応と考えられる。残りの一反応は大角度のものをいれて5本の荷電粒子が発生しており、一次反応点から発生した中性粒子(中性子もしくはstrange quarkを含む中性粒子)が原子核と二次衝突を起こした事象と考えられる。

188反応に対する中性チャーム粒子の期待値は5.9個が期待され、そのうち上記の条件で検出されるものは3.9個であると見積もられた。実際に検出された2反応は統計誤差の範囲で期待通りである。

## 7.5 タウ粒子崩壊探索のまとめ

タウ粒子の short flight 崩壊の探索では、娘の運動量  $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、 $\min p_T \geq 0.08\text{GeV}/c$  の要求をして、2 反応を得た。一つはミューニュートリノのチャーム生成反応と同定した。もう一つの反応はタウニュートリノ反応であって、バックグラウンドはハドロンの二次衝突とチャーム粒子から 0.21 反応と見積もられる。

タウ粒子の long flight 崩壊の探索では  $P \geq 1\text{GeV}/c$ 、 $p_T \geq 0.25\text{GeV}/c$  の要求をして 5 反応を得た。うち一つは一次反応点から電子が発生しており、電子ニュートリノのチャーム粒子生成反応と同定された。4 反応はタウニュートリノ反応で、バックグラウンドはハドロンの二次衝突とチャーム粒子から 0.43 反応と見積もられる。

チャーム粒子は short flight 崩壊の探索において期待値 0.63 個に対して 1 個、long flight 崩壊の探索において期待値 1.95 個に対して 1 個検出された。また中性チャーム粒子の崩壊の検出を試み期待値 3.9 個のところ 2 個を得た。これらの結果は統計誤差の範囲内で妥当である。

long flight 崩壊の探索で得られた 4 事象に対して、タウ粒子の飛距離と一次反応点からの放出角度を M.C.simulation による分布と比べると、図 7.59 に示す様にタウ粒子として矛盾のない特性を持っている。ここでの M.C.simulation はタウニュートリノのエネルギー分布として図 2.1 を入力し、PHYSIA5.7[13] を用いて 1mm 厚の鉄板中でランダムに反応させ、発生したタウ粒子の崩壊に対して、long flight 崩壊かつ  $p_T \geq 0.25\text{GeV}/c$  であることを要求して行った。

またビームに垂直な面でタウ粒子の放出角度に対する他の粒子の放出角度を  $\varphi$  と定義し、4 反応について重ねると図 7.60 のとおり分布する。荷電カレント反応では、荷電レプトンとハドロン群は反対方向に放出されるが、図 7.60 ではその傾向が顕れている。ここに重ねて記した M.C.simulation は前述の様にタウニュートリノのエネ

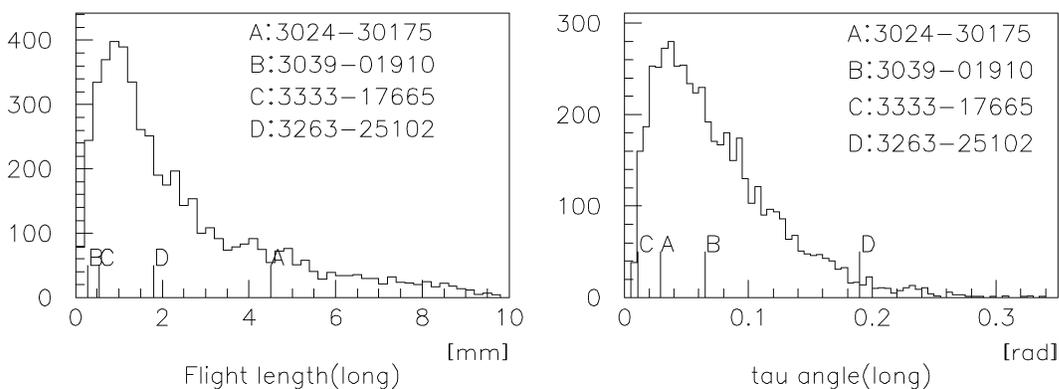


図 7.59: タウ粒子の long flight 崩壊の飛距離と放出角度の MC との比較

ルギー分布を用い、long flight 崩壊の条件で作成した。

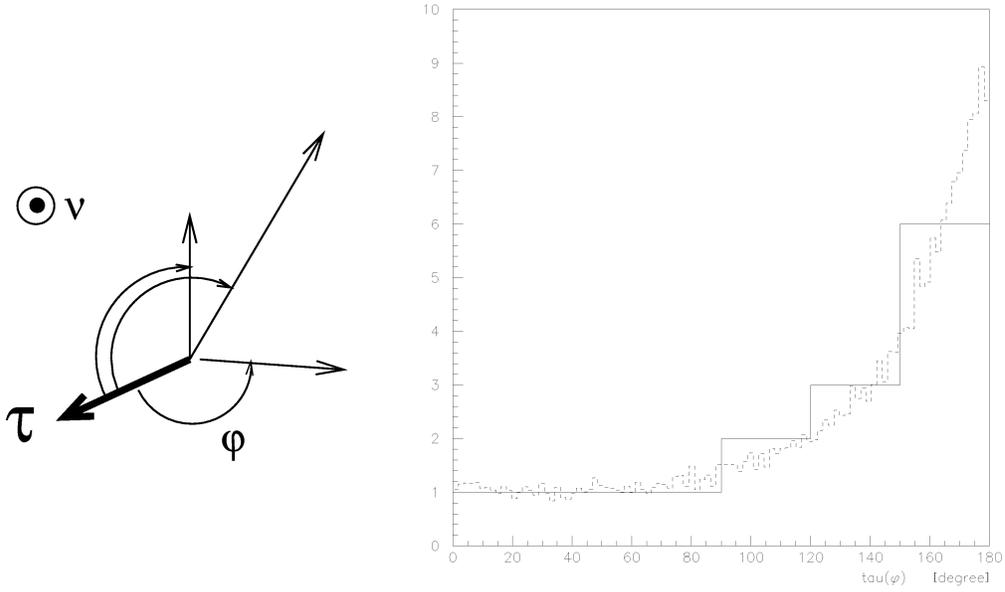


図 7.60: 一次反応点で発生した粒子のタウ粒子に対する角度差 (long flight 崩壊の 4 候補)。点線は M.C.simulation。



## 第8章 まとめ

800GeV 陽子をダンプして作ったニュートリノ ( $\nu_\mu, \nu_e, \nu_\tau$ ) を使って、原子核乾板ターゲットに約 1100 例のニュートリノ反応を蓄積し、そのうち 499 反応について原子核乾板ターゲットに反応点の検出を試み、262 反応の検出に成功した。262 反応のうちの 203 反応についてタウニュートリノ反応の証拠となる短い寿命で崩壊するタウ粒子を探索した。タウ粒子の飛跡がある場合 (long flight 崩壊) と崩壊後の娘粒子の飛跡のみがある場合 (short flight 崩壊) の 2 つの場合に分けて解析を行い、long flight 崩壊候補 4 例、short flight 崩壊候補 1 例を検出した。

これに対するバックグラウンドはチャーム生成反応とハドロンの二次衝突が考えられ long と short に対して 0.43、0.21 反応と見積られる。全ての候補がバックグラウンドである確率はポアソン分布から  $1.9 \times 10^{-4}$  であり、確かにタウニュートリノを検出したと言える。

全ニュートリノ反応に対するタウニュートリノの含有率は、タングステン標的に生成するチャーム粒子に  $D_s$  が含まれる割合と  $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$  の崩壊率が直に関係する。このうち崩壊率 ( $B(D_s \rightarrow \tau \nu_\tau)$ ) の値は過去の 6 つの実験値で 3% から 15% と大きな幅をもっている (Appendix)。DONUT のプロポーザルで入力した値 5.3% から見積もられるタウニュートリノの含有率は 5% で、このときタウ粒子の検出効率を考慮すると 203 例のニュートリノ反応中に期待されるタウ粒子の数は long flight 崩壊に 4.1 個、short flight 崩壊に 0.8 個となり、実際に検出された個数と一致している。今後タウ粒子の統計数を増やすことで逆に  $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$  の崩壊率を決定することができる。

DONUT 実験は原子核乾板ターゲット (ECC) がタウニュートリノを直接検出できる検出器であることを証明した。名古屋大学を中心とする日本のグループは CERN の加速器を使った  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  ニュートリノ振動直接検出実験計画 OPERA[22] を推進している。この計画は CERN の加速器で作るミューニュートリノを 730km 離れたイタリアの Gran Sasso 地下研究所に向けて照射し、原子核乾板ターゲット (ECC) で直接検出しようとする実験である。Super Kamiokande のだしたニュートリノ振動の存否に明快な答えを出すであろう。今回の DONUT の成果はこの OPERA 実験の基礎を固めたといえる。

今後ニュートリノ反応を原子核乾板内に検出することに失敗した約450反応(=698-248)について解析を進め、またトリガーされた事象からの選び出し(現在698反応)についても増す可能性が残されている。最終的には10例のタウニュートリノ反応が検出されるであろう。

## 謝辞

この研究を進めるにあたって、名古屋大学F研の丹羽公雄教授、星野香助教授、中村光廣先生からは多くの助言と御指導をいただきました。原子核乾板の解析は、中野敏行氏の開発した自動飛跡読み取り装置(UTS)なしには考えられません。佐藤修氏を初めとするF研の方々には、毎週の研究室会議で多くの助言を頂きました。名古屋大学物理金工室の河合利秀氏、松岡博氏、装置開発室の方々、現在広島大学の吉田勝一氏、FermilabのByron Lundberg氏を初めとするアメリカの共同研究者、技官の方々に大変お世話になりました。神戸大学の青木茂樹助教授、愛知教育大学の児玉康一助教授、小松雅宏氏、野中直樹氏には解析の仕事をすすめる上で具体的な助言をいただきました。また加藤朝子様他名古屋大学理学部CD館事務室の皆様には、実験の遂行に伴う様々な事務において大変お世話になりました。

最後に、両親と妻の裕美には全ての面で暖かく支えて頂きました。深く感謝いたします。



## 付録A 式の導出

### 3つのマイクロトラックの繋ぎ(式5.1)

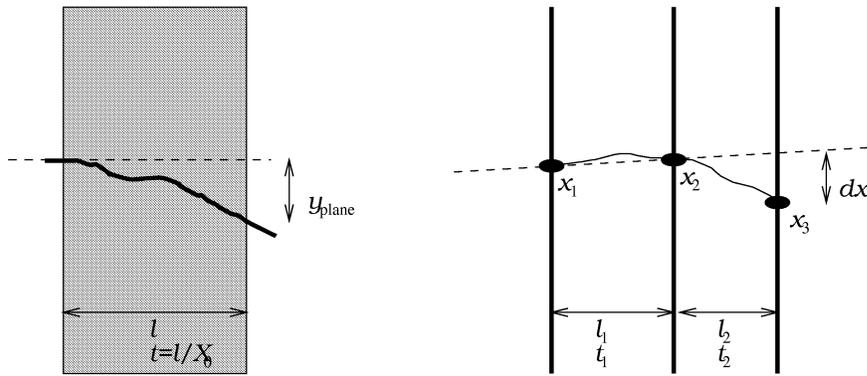


図 A.1: 記号の定義

物質中の多重電磁散乱の量は図 A.1(左)でガウス分布の $1\sigma$ が $y_{\text{plane}} = \frac{1}{\sqrt{3}}l\theta_0$ と表される[4]。ここで $\theta_0$ は多重電磁散乱で受ける角度の変化で $\theta_0 = \frac{13.6\text{MeV}}{\beta cp} \sqrt{l/X_0} [1 + 0.038\ln(l/X_0)] \simeq \frac{13.6\text{MeV}}{\beta cp} \sqrt{l/X_0}$ である。従って図 A.1(右)において、中央の点2を基準に考えると、点1、点3の位置の分布は多重電磁散乱と測定エラーの合計、点2は測定エラーのみとなるから以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned}\sigma_{x_1} &= \sqrt{\Delta X^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{3}}\theta_1 l_1\right)^2} \\ \sigma_{x_2} &= \Delta X \\ \sigma_{x_3} &= \sqrt{\Delta X^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{3}}\theta_2 l_2\right)^2}\end{aligned}\tag{A.1}$$

また点1と点2を結んだ直線と点3との距離 $dx = x_3 - \left(x_2 + \frac{l_2}{l_1}(x_2 - x_1)\right) = rx_1 - (1+r)x_2 + x_3$ ( $r \equiv l_2/l_1$ )の分布の広がり

$$\sigma_{dx}^2 = r^2 \langle x_1^2 \rangle + (1+r)^2 \langle x_2^2 \rangle + \langle x_3^2 \rangle\tag{A.2}$$

で求められるから A.2 に A.1 を代入して、

$$\sigma_{dx}^2 = (r^2 + (1+r)^2 + 1)\Delta X^2 + \frac{1}{3}(r^2\theta_1^2 l_1^2 + \theta_2^2 l_2^2)\tag{A.3}$$

となる。これに  $\theta_1^2 = (\frac{13.6}{P\beta})^2 t_1$  などを代入することで以下の式 5.1 を算出できる。  
 $t_1 \equiv l_1/X_0$  とした。本文ではここでの  $t_1, t_2, l_1, l_2$  を  $t_{12}, t_{23}, l_{12}, l_{23}$  と書いている。

$$\sigma_{dx} = \sqrt{2(r^2 + r + 1)\Delta X^2 + \frac{1}{3}\left(\frac{13.6}{P\beta}\right)^2 (r^2 l_1^2 t_1 + l_2^2 t_2)} \quad (\text{A.4})$$

### 多重電磁散乱による運動量測定のエラー (式 7.1)

C 章参照。

### 測定エラーによるインパクトパラメータの広がり (式 7.2)

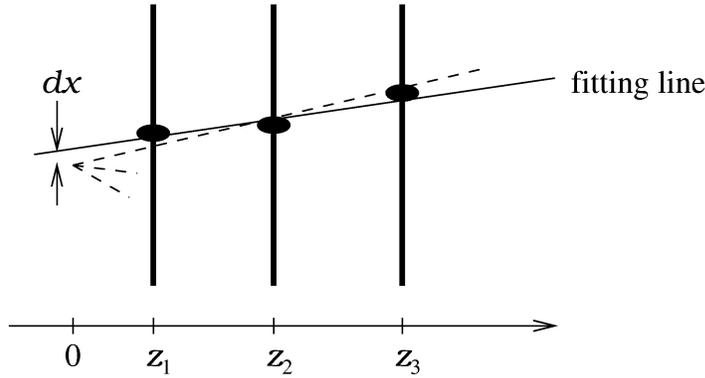


図 A.2: 記号の定義

図 A.2 において、3つのマイクロトラックの位置を最小二乗法で直線をひいた場合、真の反応点とこの直線の距離  $dx$  はガウス分布をして、その広がりは以下の式で求められる [23]。

$$\sigma_{dx} = \left(\frac{1}{3} + \frac{\langle z \rangle^2}{S_{zz}}\right) \sigma_x \quad (\text{A.5})$$

ここで  $\sigma_x$  は各点の測定エラー、 $S_{zz}$  は  $S_{zz} \equiv \sum_{i=1}^3 (z_i - \langle z \rangle)^2$  で定義される。

ここで  $z_1$  は最上流のマイクロトラックまでの深さ  $dz$  のことであり、 $z_2, z_3$  はそれぞれのターゲットによって以下の通りである。

type	$z_1$	$z_2$	$z_3$	$\langle z \rangle$	$S_{zz}$
ecc200	$dz$	$dz + 300$	$dz + 1400$	$dz + \frac{1700}{3}$	$1.09 \times 10^6$
ecc800	$dz$	$dz + 900$	$dz + 2000$	$dz + \frac{2900}{3}$	$2.01 \times 10^6$
bulk	$dz$	$dz + 790$	$dz + 1580$	$dz + \frac{2370}{3}$	$1.25 \times 10^6$

これによって以下の式7.2が得られる。

$$\begin{aligned}
 \text{ecc200} &: \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{(dz + \frac{1700}{3})^2}{1.09 \times 10^6}} \times \sigma_{\text{ECC}} [\mu\text{m}] \\
 \text{ecc800} &: \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{(dz + \frac{2900}{3})^2}{2.01 \times 10^6}} \times \sigma_{\text{ECC}} [\mu\text{m}] \\
 \text{bulk} &: \sqrt{\frac{1}{3} + \frac{(dz + \frac{2370}{3})^2}{1.25 \times 10^6}} \times \sigma_{\text{BULK}} [\mu\text{m}]
 \end{aligned} \tag{A.6}$$



## 付録B 電子同定

一次反応点からの電子の同定は、DONUTにおいて電子ニュートリノによるチャーム粒子生成反応のバックグラウンドを取り除く最も有効な手段である。

電子の同定はトラックに沿って生成する電磁シャワーを原子核乾板モジュール内で観測する事によって行う。MCsimulationによる電子の飛跡に沿った電子対生成の確率を図B.1に示す。横軸は放射長を単位とした追跡距離で、半径  $50\mu\text{m}$  以内に  $100\text{MeV}/c$  以上の運動量を持った電子対の発生する確率を異なる運動量のもとの電子に対して示したものである。低い運動量の電子対は原子核乾板で飛跡として検出できないので下限を設定した。これにより追跡距離が長く、もとの電子の運動量が高いほど電子対の出現確率が高く、電子同定は容易になることが分かる。

図B.2はDONUTにおける電子ニュートリノチャーム粒子生成反応の一次反応点からの電子の角度分布である。比較的追跡の容易な  $0.25\text{rad}$  以内に電子ニュートリノ反応で91%、反電子ニュートリノ反応で95%が含まれている。この角度領域での電子の運動量分布は図B.3である。例えば  $0.25\text{rad}$  以内の粒子に対して、1放射長分電子対の生成を探索した場合の電子同定の確率は、 $\frac{\int f(P)\epsilon(P)dP}{\int f(P)dP}$  で計算される。ここで  $f(P)$  は図B.3に示した電子ニュートリノ荷電カレント反応の電子の運動量分布、 $\epsilon(P)$  は運動量  $P$  の電子に対する同定の確率である。 $\epsilon(P)$  を図B.1の1放射長 ( $1X_0$ ) のところから読み取って外挿し、図B.4とした。

その結果電子ニュートリノ反応、反電子ニュートリノ反応に関して、それぞれ66%、69%という値が得られた。衝突確率で重みをとって平均すると67%となる。逆に例えば  $0.25\text{rad}$  以内の粒子について1放射長 ( $1X_0$ ) 分電子対の生成が検出できない場合には、charm粒子生成反応の確率を67%否定したことになる。

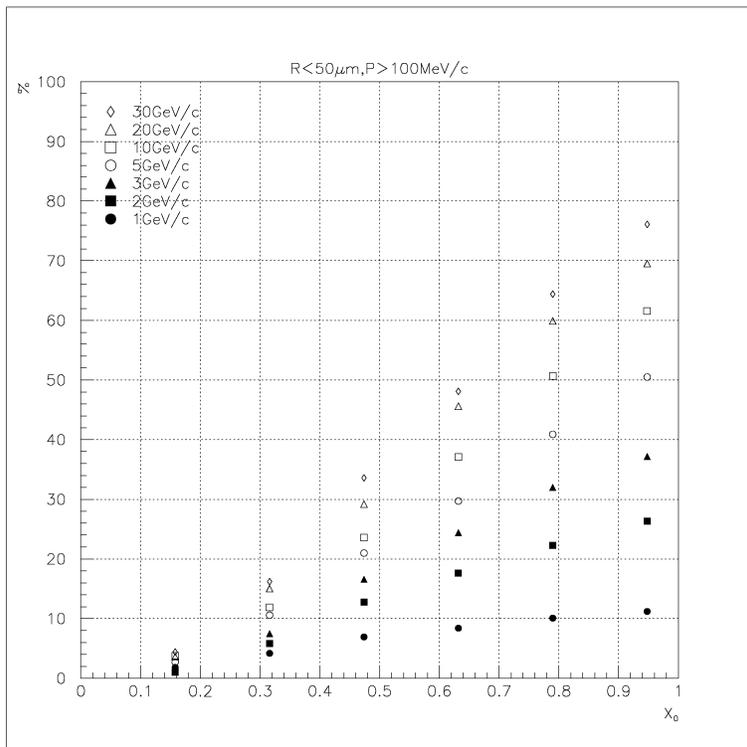


図 B.1: 運動量別電子対生成の確率 (MC)

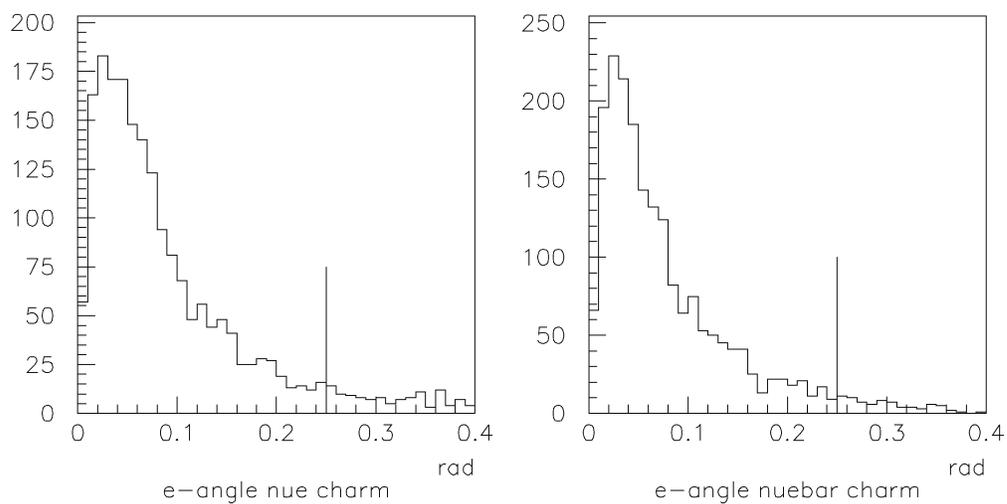


図 B.2: 電子ニュートリノチャーム粒子生成反応の一次反応点からの電子の角度分布 (MC)

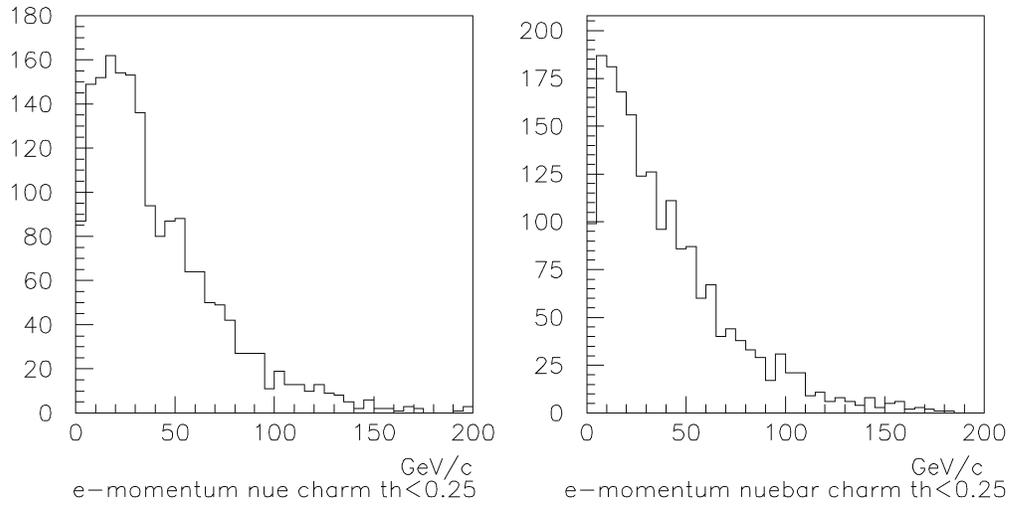


図 B.3: 電子ニュートリノチャーム粒子生成反応の電子の運動量分布 (MC)

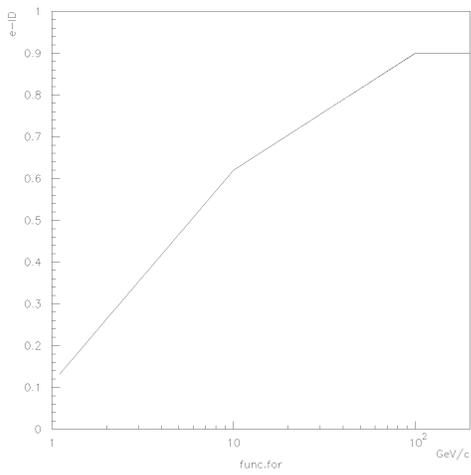


図 B.4: 1放射長 ( $1X_0$ ) 追跡の場合の電子同定の確率



## 付録C 原子核乾板モジュールでの運動量測定 (coordinate method)

荷電粒子は原子核乾板モジュール中を多重電磁散乱を受けながら通過していく。方向の変化として受ける影響は運動量に反比例するので運動量を測定することができる。まず bulk の様な均一な物質中を通る場合、図 C.1 に示すように一定の間隔で飛跡の位置が測定でき、3点を使って角度差  $\theta_{M1} \sim \theta_{Mn}$  が求められる。 $\theta_M$  の二乗平均は  $\langle \theta_M^2 \rangle = \langle \theta_s^2 \rangle + \langle \delta\theta^2 \rangle$  で表され多重電磁散乱による角度変化  $\langle \theta_s^2 \rangle$  と位置測定誤差からくる  $\langle \delta\theta^2 \rangle$  の合成である。運動量  $p \propto 1/\theta_s$  の関係から運動量測定精度は

$$\begin{aligned}
 \frac{d(1/p)}{1/p} &= \frac{d\theta_s}{\theta_s} \\
 &= \frac{\theta_M}{\theta_s^2} d\theta_M (\leftarrow \theta_s d\theta_s = \theta_M d\theta_M) \\
 &= \frac{\theta_M}{\theta_M^2 - \delta\theta^2} d\theta_M \\
 &= \frac{1}{1 - \frac{\delta\theta^2}{\theta_M^2}} \frac{d\theta_M}{\theta_M}
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

と求められ測定点数  $N$  がある程度多い場合に統計エラーとして  $\frac{d\theta_M}{\theta_M} = \frac{1}{\sqrt{N}}$  が採用できるので結局  $\frac{d(1/p)}{1/p} = \frac{1}{1 - \frac{\delta\theta^2}{\theta_M^2}} \frac{1}{\sqrt{N}}$  となる。運動量を良い精度で求めるためには測定点を増やすことと多重散乱により受ける変化に比べて測定エラーを小さくする事が必要である。角度差を計算する3点の距離を広げれば後者に有効であるが、限られた距離での測定点は減ってしまう。また2つの projection を使うことができる。DONUT の bulk、10plates で  $2\text{GeV}/c$  の粒子の運動量を測る例を考えると  $\theta_s = \sqrt{2} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{13.6}{2000} \sqrt{\frac{0.8}{30}} = 0.91 \times 10^{-3}$ 、 $\delta\theta = \sqrt{2} \frac{0.4 \times \sqrt{2}}{800} = 0.71 \times 10^{-3}$  よって  $\frac{d(1/P)}{1/P} = \frac{1}{1 - 0.38} \frac{1}{\sqrt{10 \times 2}} = 36\%$  となる。ここで bulk のカスケード長を  $30\text{mm}$ 、位置測定精度を  $\frac{0.4}{\sqrt{2}} \mu\text{m}$ 、単位長さを bulk 一枚分の  $800 \mu\text{m}$  とした。

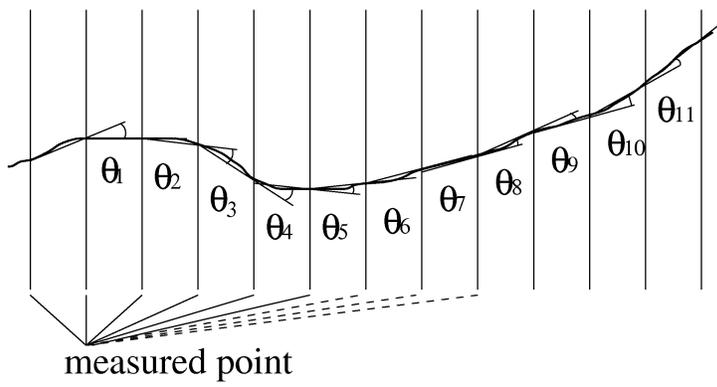


図 C.1: 均一物質中での運動量測定

ecc の場合多重散乱を大きく受ける鉄板と受けにくい base の混合なので、 $\theta_s$  と  $P$  の関係が違ふ。均一物質のとき  $\theta_s = \frac{\sqrt{2}}{P} \frac{6_0}{\sqrt{3}} \sqrt{n}$ 、 $\theta_0 = 13.6 \times \sqrt{\frac{t_0}{X_0}}$  だったのに対し、  
 $\theta_s = \frac{\sqrt{2}}{P} \theta_0 \frac{\sqrt{\frac{n}{3} + n(r^2+r) + (r+1)(2r+1)n(n-1)/2 + (r+1)^2 n(n-1)(2n-1)/6}}{n(2r+1)}$  となる。ここで角度差を出すのに使った 3 点に含まれる鉄板の枚数を  $2n$  とし、鉄板と base の厚さの比を  $2r$  とした。例えば ecc800 で 2 枚の鉄板を使ったとき  $n = 1, r = 0.5$  より  $\theta_s = \frac{\sqrt{2}}{P} \theta_0 \times 0.52$  となり均一な場合の factor  $\frac{1}{\sqrt{3}}$  に比べて 10% ほど、運動量に対して現れる角度変化が鈍感になる。unit を増していったとき ( $n \rightarrow \infty$ ) の収束値は 25% である。

KEK で 4GeV/c の  $\pi$  ビームを bulk ターゲットに照射した際の結果を図 C.2 に示す。bulk の枚数は 29 枚で一方の projection のみを用いて得られた結果である。4GeV/c は bulk 一枚分では測定エラーが多重散乱に負けてしまうので、2 枚分を単位にして角度変化を調べると上記の式で  $\theta_s = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{13.6}{4000} \sqrt{\frac{1.6}{30}} = 0.64 \times 10^{-3}$ 、 $\delta\theta = \frac{\sqrt{2} \times 0.4}{1600} = 0.35 \times 10^{-3}$  となるから  $\frac{d(1/P)}{1/P} = \frac{1}{1 - \frac{0.35^2}{0.64^2 + 0.35^2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{29}{2}}} = 34\%$  になると期待される。データは  $\frac{1.150}{4} = 29\%$  となって若干期待値よりも良いが、これは 2 枚分を単位とした時、始点をずらして入れ子にすることで、統計エラーが単純に  $1/\sqrt{\frac{29}{2}}$  とした時より良くなっている為だと理解される。

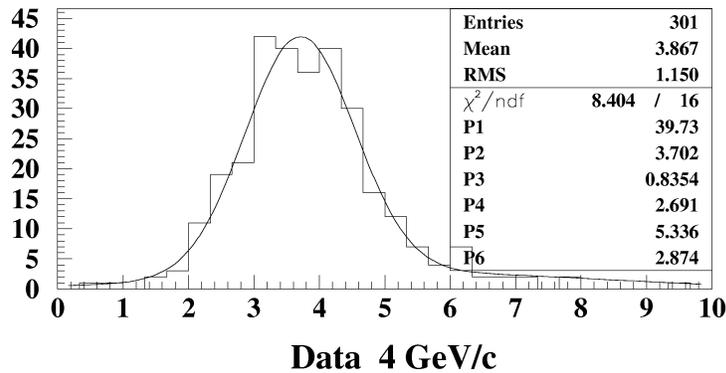


図 C.2: 29 枚の bulk で 4GeV/c  $\pi^-$  の運動量測定をした結果



## 付録D SFT system

### D.1 SFTの構造

DONUTの原子核乾板ターゲットとSFTの組み合わせは、CERNのニュートリノ振動実験CHORUSの方式[11]を踏襲し改良したものである。

#### D.1.1 SFT 配置

SFTは4つの原子核乾板モジュールの後方に $u,v,x$ の3projectionの組のstationを設置した。図D.1に原子核乾板モジュールとSFT stationの位置関係を示す。各stationは $u,v$  projectionが4planeまたは6plane、 $x$  projectionが1planeの組から成り立っている。 $u,v$  projectionのfiber planeは紙ハニカム板の両面に、 $x$  projectionは片面に、エポキシ接着剤で張り付けて作製した。それぞれのハニカム板は三方の角をstation単位で固定した。

CHORUSでは $u,v$  projectionにあたる直交したplane( $y,z$ )と約8度傾けたplane( $y',z'$ )を原子核乾板モジュールの後方に1組ないし3組が設置された。DONUTでは少なくとも4組を設置したため、各原子核乾板モジュールのすぐ下流のstationだけでニュートリノ反応からの飛跡の構成が可能である。

$u,v$ 軸はビーム方向からみて図D.2の様に垂直から45度傾けてある。この理由はビームダンプ後方の電磁石で跳ね飛ばされたミュー粒子がターゲットボックスの左右を大量に通り抜けているので、これが読み出し部を貫いてノイズとなるのを防ぐためである。

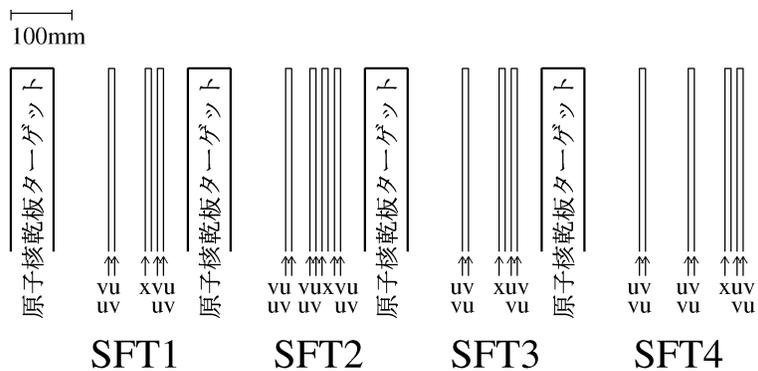


図 D.1: ビーム方向の SFT の配置 (u,v,x projection)

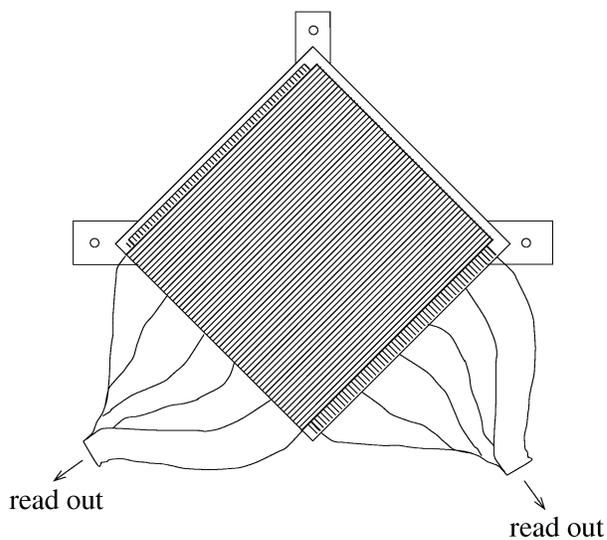


図 D.2: ビームに垂直方向からみた SFT の構造 (u,v projection) 電磁石で左右に曲げたミュオン粒子が読み出し部を通過するのを防ぐために 45 度傾けた。

### D.1.2 SFT plane

SFT plane は直径  $495\mu\text{m}$  のシンチレーションファイバー (クラレ SCSF78) を白色ペンキで固めたファイバーシートから作った。u,v projection の SFT plane は 2 層俵積みで、紙ハニカム板に 2 枚のファイバーシートを並べてエポキシ接着剤で貼り付け、その上に別の projection を同様に貼った (図 D.3)。x projection は 4 層俵積みで、紙ハニカム板に 9 枚のファイバーシートを並べた (図 D.4)。SCSF78 は CHORUS で使用した SCSF38 と比べて光量が 15% 程度高い (図 D.5)。2 層俵積みは不感領域のない最低の層数で CHORUS の 7 層俵積みと比べて大幅に線材を節約し、読み出しのイメージインテンシファイアーの数を減らすことができた。光電子増倍管 (PMT) で測定した MIP (Minimum Ionizing Particle) による発光量は約 120cm の所で平均 7 光電子 (アルミニウム反射膜付き) となっており検出効率の面でも問題ないことが確認された (図 D.6)。しかし薄くなった分ファイバーシートは機械的に弱く取り扱いには慎重に行わなければならなかった。

u,v projection の SFT plane を 2 枚のファイバーシートに分けたのは、ファイバーシート製造機が CHORUS のものを流用したため一度に 600mm 幅のものができなかったため、x projection に関しては形状の関係で更に細かく分けた。

SFT 製作途中、大型ステージを使ってハニカム板のリファレンスホールに対するファイバーシート貼り付け位置を記録した。u,v projection の SFT plane は 200 本毎にファイバーに沿って 5 点の位置を測定した。2 枚のファイバーシートの端のファイバーは必ず測定した。貼り付けたファイバーシートの直線性について、同じファイバーに沿って測定した 5 つの点の両端を結んだ直線からの残りの 3 点のずれを図 D.7 に示す。測定精度は約  $20\mu\text{m}$  である。平均  $40\mu\text{m}$  の広がりでも直線性に優れたものが出来た。CHORUS と比べて大きさが半分弱であることが有利に働いている。

このデータから SFT plane を構成するファイバーの傾きが求められる (図 D.8)。ファイバー傾きを u,v それぞれ全 20plane に対して図 D.9 に示した。 $\pm 0.1 \times 10^{-2} [\text{rad}]$  の程度の幅の間でばらついており、この影響はファイバーに沿って両端で、最大  $0.2 \times 10^{-2} \times 600 [\text{mm}] = 1.2 [\text{mm}]$  の位置のずれに相当する。また 2 枚のファイバーシートはお互いに角度をもっていることが分かるが、一枚のファイバーシート内のばらつきに比べると小さな値である。このばらつきはファイバーシートが扇型になってしまっていることを示している。1,2 の例外を除き読みだし部につながっている側でなくアルミニウム反射面を付けた側が広がっており、反射面をつける為に端面を研磨した際、水でファイバーシートを固めているペンキがふやけて幅が広がってしまったことが考えられる。

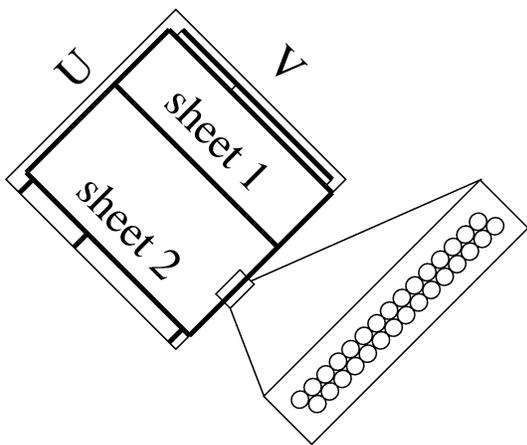


図 D.3:  $u,v$  plane の紙ハニカム板への貼り付け。2層俵積みのファイバーシートを二枚一組で1plane とし、紙ハニカム板に重ねて貼り付けた。

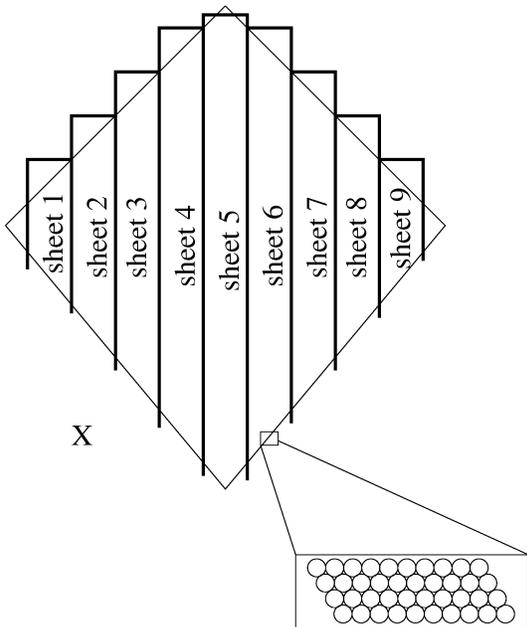


図 D.4:  $x$  plane の紙ハニカム板への貼り付け。4層俵積みのファイバーシートを9枚貼り付けた。

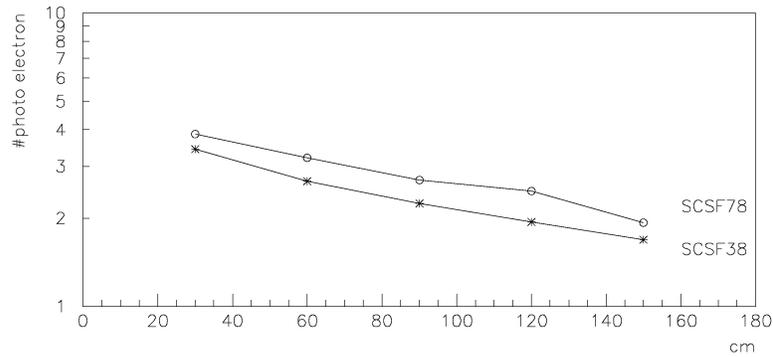


図 D.5: 線材の MIP による発光量の比較。SCSF38 は CHORUS で使用したもの。SCSF78 は DONUT で使用。(横軸は伝播距離で減衰を評価している)

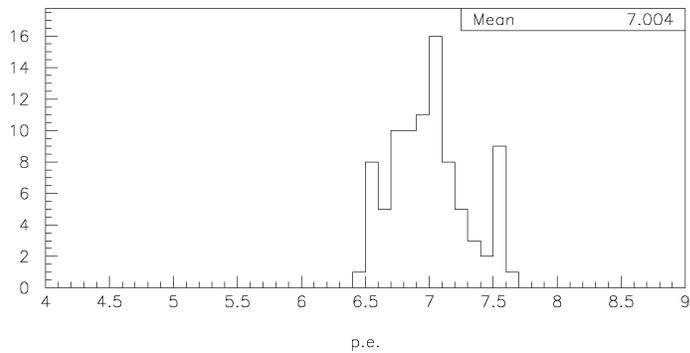


図 D.6: 2層俵積みファイバーシート (u,v) の約 120cm の位置の MIP による発光光電子数 (アルミニウム反射膜付き)

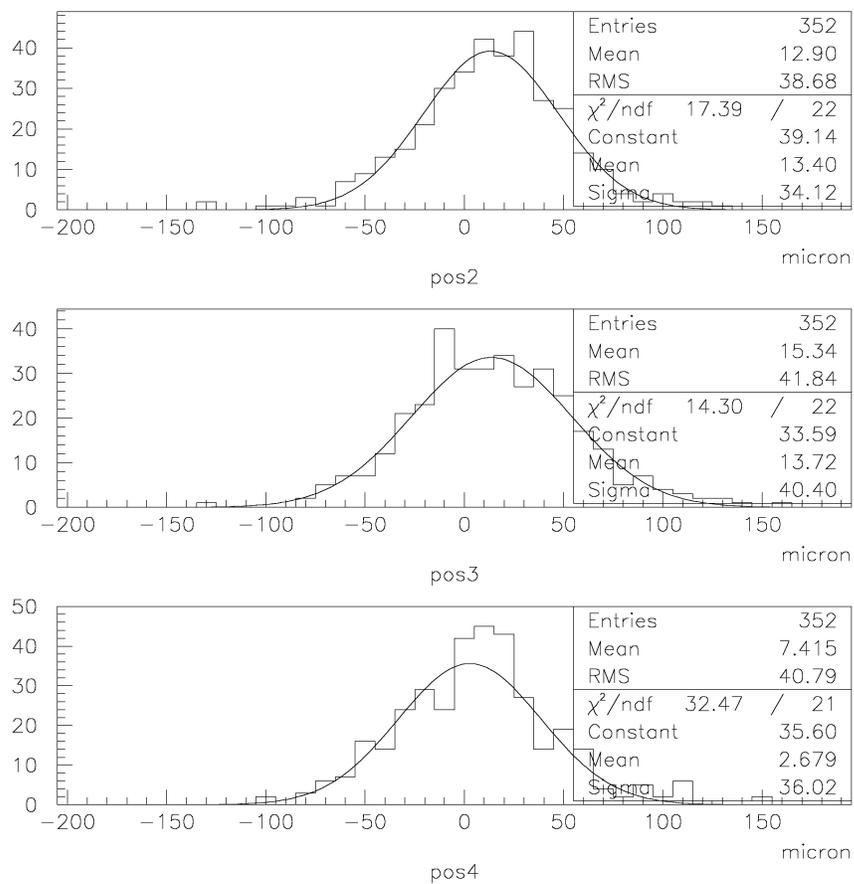


図 D.7: ファイバーシート直線性。ファイバーに沿って約15cm 毎の5点の測定点の両端を結んだ直線からの中央の3点 (pos2、pos3、pos4) の歪みを示す。

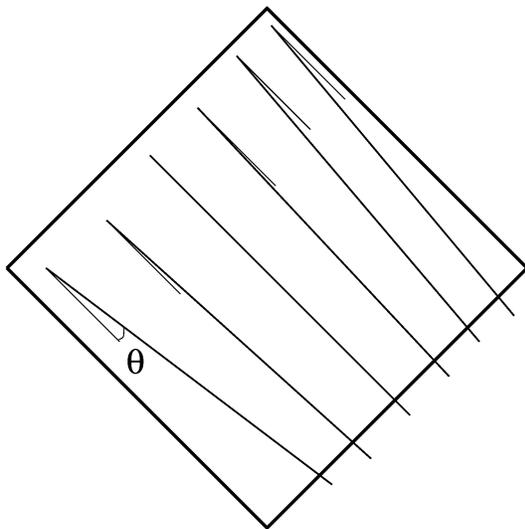


図 D.8: 測定 fiber の貼り付け角度の定義。各プレーンあたり約 10 本のファイバーについての傾きのデータが得られる。

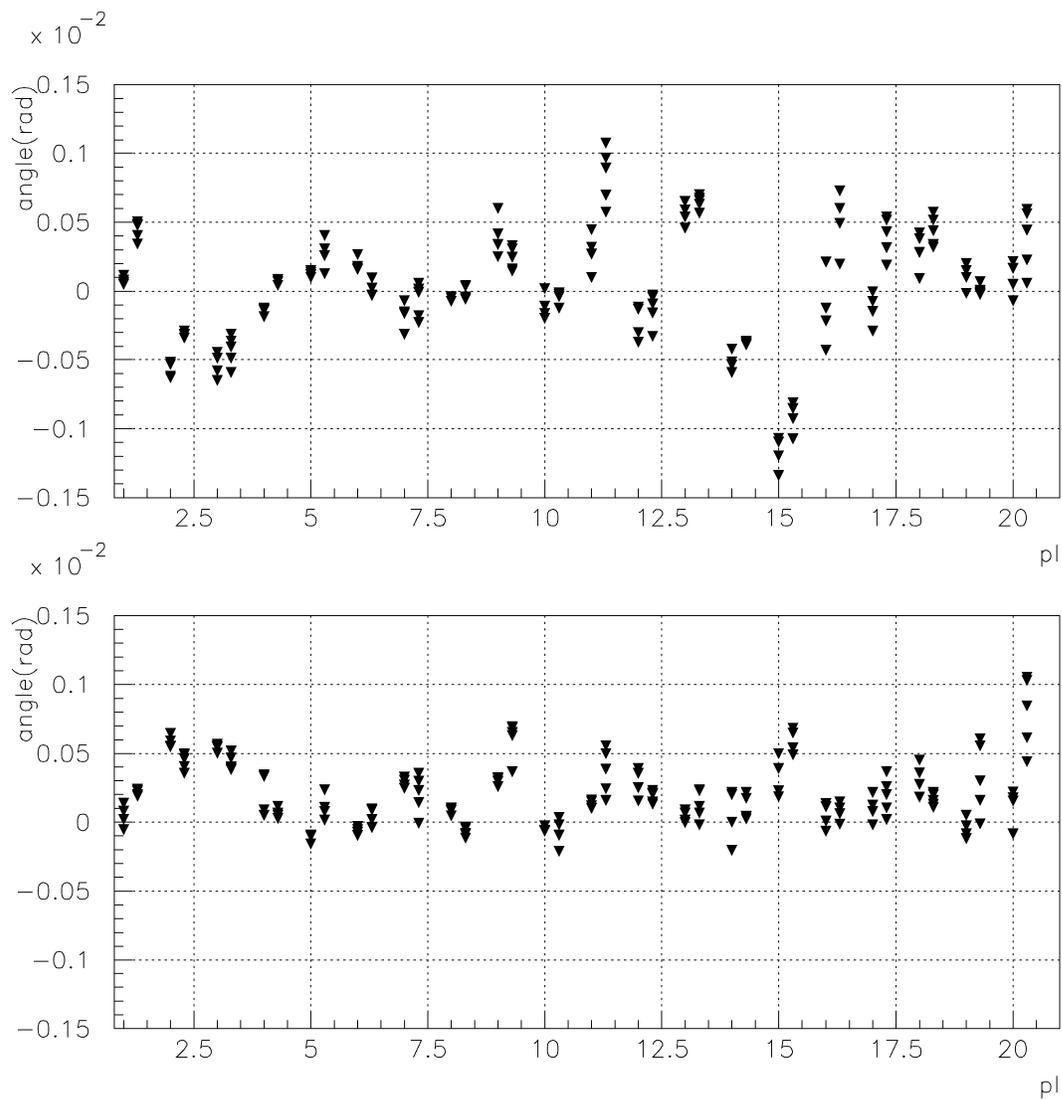


図 D.9: ファイバーの貼り付け角度。2つのファイバーシート分を少しずらして表示しており、縦に並んでいる点は同一ファイバーシートの異なるファイバーについての測定値。同一ファイバーシート内のばらつきはシートが扇型になっていることを示している。

### D.1.3 読みだし部

SFTは直径100mmの入力窓のImage Intensifier chain(II-chain)で読みだした。紙ハニカム板に固定されたSFTの検出部から一本一本のファイバーが自由に動かせる部分を経て、束ねて固定し読みだし部とした。それぞれの層の間はアクリルシートを挟んで接着した(図D.10)。読み出し部の形状はCHORUSでは幅8cmの長方形であったのに対し、階段状に様々な長さのものを組み合わせてIIの入り口の円に近い形状にすることで、II-chain一本あたりの読み出すファイバー本数を約20%増やした。また読み出し部の接合位置とII-chainの映像の歪みを知り補正するためCHORUSでは100 $\mu$ m径の別のファイバーを埋め込んだ500 $\mu$ m厚の板をII一本あたり5枚挿入していたが、DONUTでは後述の新方式を採用したため必要なく、読みだし面の全てを飛跡検出用ファイバーの読みだしに使用することができた。II-chainへの接続は読み出し部にアルミ板のつばを接着し、II窓に直接取り付けられた器具で固定した(図D.11)。全てのSFTは6つの読みだし部に集約される。

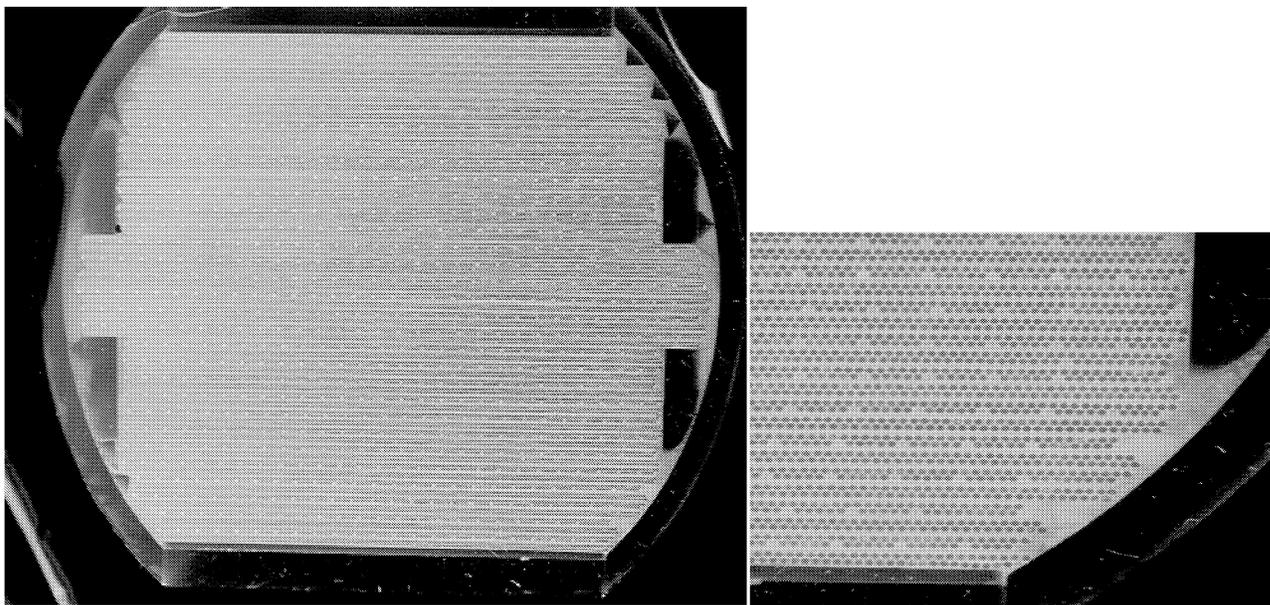


図 D.10: SFT 読み出し部。直径約 100mm。(規則正しく数本毎に並んでいるのは後述のキャリブレーションシステムを光らせているもの)

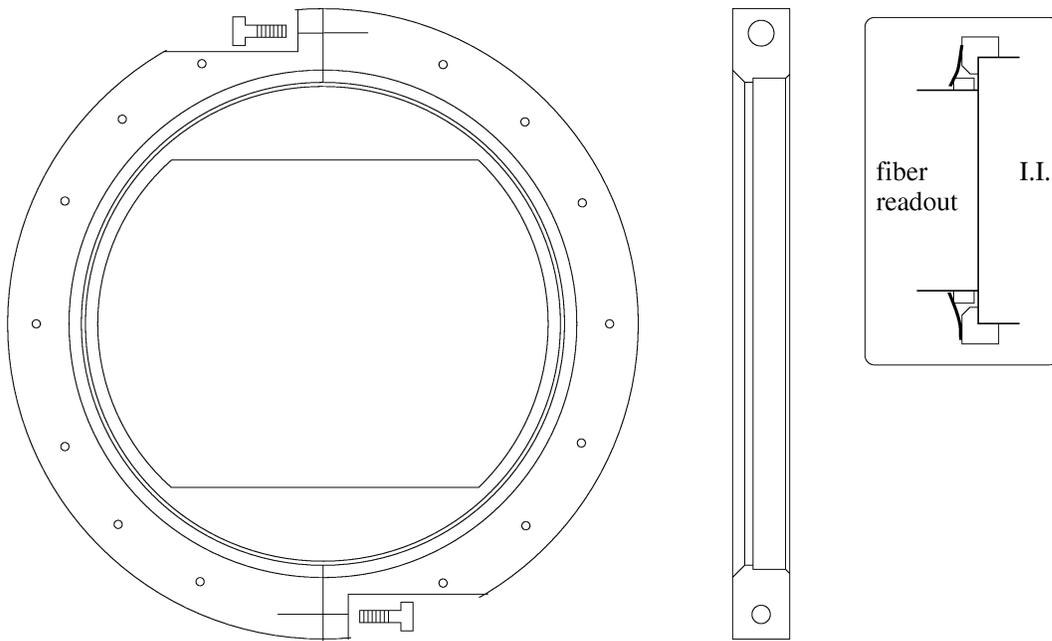


図 D.11: SFT 読み出し部と II の接合の機構。アルミ製で外側の輪を II の窓に固定、内側の部分はファイバー読み出し部に接着し、外側の輪にネジ止めしたリン青銅の板ばねでお互いを密着させた。

### D.1.4 II-chain

SFT から 6 つにまとめた読みだし部は 6 つの Image Intensifier chain(II-chain) で読みだした。II は光子を光電効果で電子に変換し、その電子を蛍光体にぶつけることでまた光子にする。電子の通り道は真空中で電場がかけてあり、そこで運動エネルギーを与えることにより光子数を増やすしくみである。CHORUS 実験で使用した II-chain の構造を図 D.12 に示す。増幅率を稼ぐために 4 段にして直径 100mm の入力部を 2/3 インチ CCD に投影するために各段で像を縮小している。1,2,4 段目は静電型の II である。3 段目は MCP タイプの II で光電面から出た光電子はマイクロチャンネルプレート (MCP) と呼ばれる直径数  $\mu\text{m}$  の穴を開いたプレートを通る際壁にぶつかる度に増幅される。MCP による増幅は入力に対する応答が比例していないため、位置分解能が静電型に比べて劣ると言われていた。そこで DONUT では II-chain の改良として全て静電型の II で chain を組んだ (図 D.13)。1 光電子レベルの入力に対して、輝点の広がりを入力面に換算して半値幅  $500\mu\text{m}$  と同程度 (図 D.14)。位置分解能は  $\sigma = 100\mu\text{m}$  弱から  $50\mu\text{m}$  弱へと向上させることができた (図 D.15)。ここで CHORUS のデータは直径  $100\mu\text{m}$  の fiber による解析、DONUT は  $50\mu\text{m}$  のピンホールを使って解析した。

CHORUS で分解能が悪いにも関わらず MCP タイプの II を使用した理由のひとつはゲートが容易にかけられることによる。CCD はデータ蓄積時間 1/30 秒の間を通過した粒子の SFT の信号、II 自身が出すノイズなどを全て記録してしまい、反応に関係する粒子の信号がそれらに埋もれて見えなくなってしまうのでカメラのシャッターにあたるゲート機能が必要である。ゲート時間はいくらかでも短くできる訳ではなく、II の蛍光体の時間特性 ( $\sim 100\mu\text{s}$ ) 以下では目的の信号が小さくなってしまふ。信号以外のものを 1/300 程度にするのが目標である。

MCP では数百ボルトの比較的低い電圧を制御する事でゲートをかけることができる。DONUT の II のゲートは加速電圧を on、off することでかけた。高電圧の速い on、off は技術的に難しく 6kV が限界であった。II の中で真空中を加速されて飛んできた電子は直接蛍光体ではなく、まず蛍光体の光が逆方向に進んで光電面をたたく事のないようにつけられたアルミニウム膜を通る。ここにポイントがあつて 6kV しかな on、off できないが、もともとアルミニウム膜を通り抜けるぎりぎりの電圧をゲタとして履かせておくことによつて  $\delta V = 6\text{kV}$  を最大限、光量のゲインに使うことができる。ゲタの電圧は約 3kV である。このゲートの方法はスクリーンゲートと呼び浜松ホトニクス (株) と共同で開発した。

II は電子を長い距離 ( $\sim$  数百 mm) 加速するという構造上、磁場の影響を大きく受ける。電子の軌道に対して垂直に磁場がかかると像は平行移動し、平行な磁場は像

の回転、ゆがみ、視野の縮小を引き起こす(図D.16)。図D.17は平行磁場を様々に変えて像の回転を調べたものである。三回異なる場所で行った結果を示してある。回転角度は磁場の弱いところで  $20\text{degree/gauss}$  という影響がある。2gauss 以上の磁場では周辺部が欠けてしまう。

DONUTではSFTのすぐ後方にスペクトロメータの空心磁石を設置したので、SFTの位置で約300gaussのもれ磁場が存在する。そこでII-chainを磁気シールドすることで使用した。図D.18に磁気シールドの構造を示す。これは鉄と透磁率の高い金属の管の二重構造にした。ファイバーの読み出し面を開ける必要性から軸に平行な磁場成分のシールドが困難であるが、入射面から200mm前まで管を設ける事で必要な磁気シールドの効果(1gauss以下)が得られた。

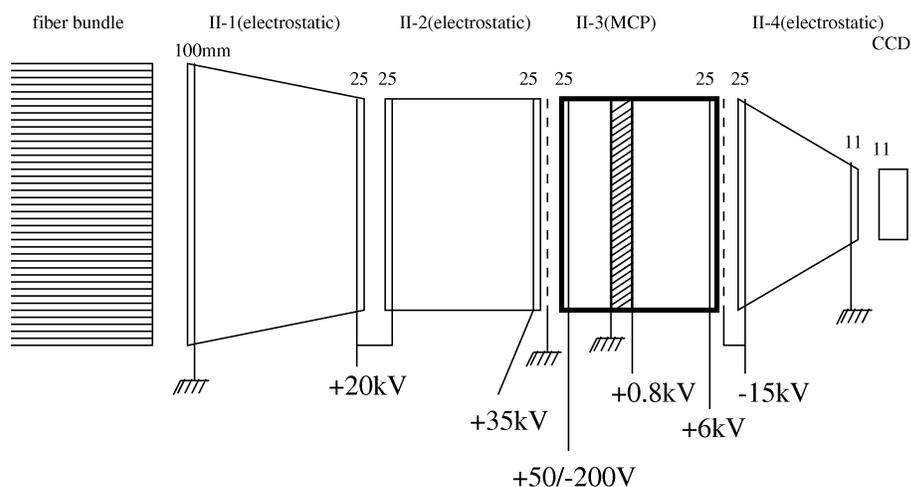


図 D.12: CHORUS II chain。II-3 が MCP タイプで数百ボルトのオンオフでゲートがかけられる。

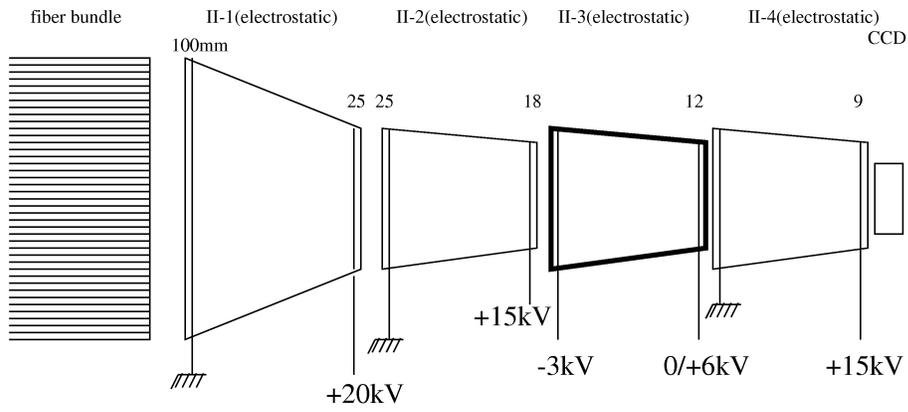


図 D.13: DONUT II chain。全て静電型。

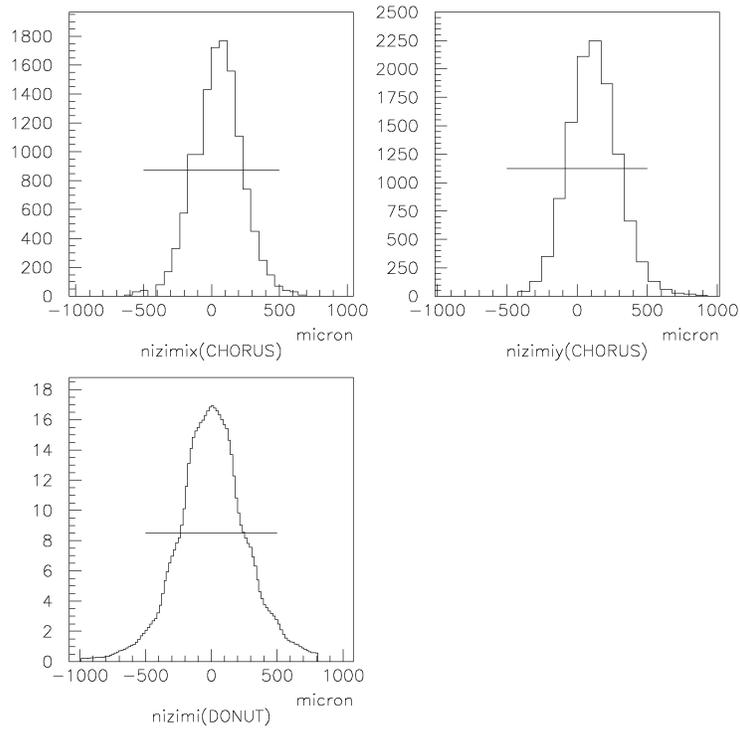


図 D.14: 1 光電子入力の出力のにじみ (縦軸は任意)

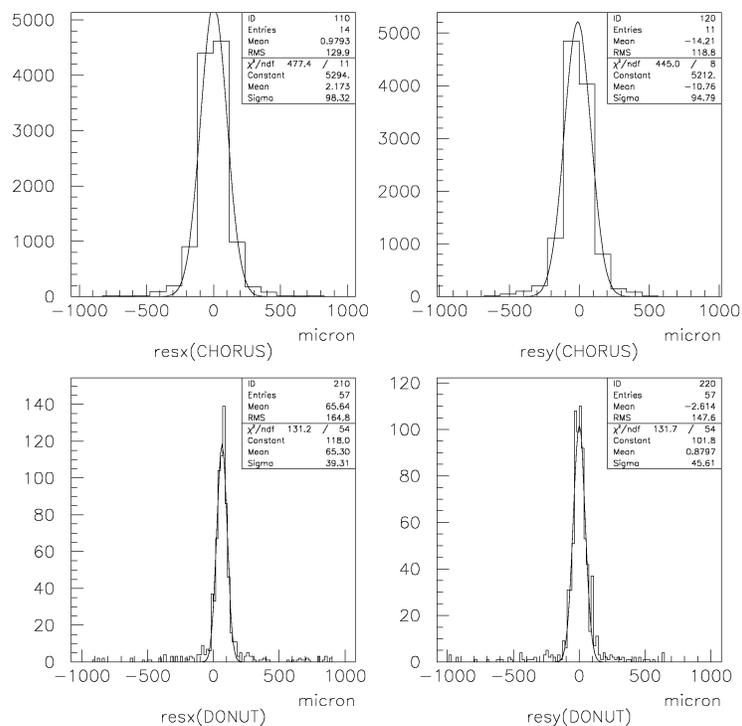


図 D.15: 位置分解能

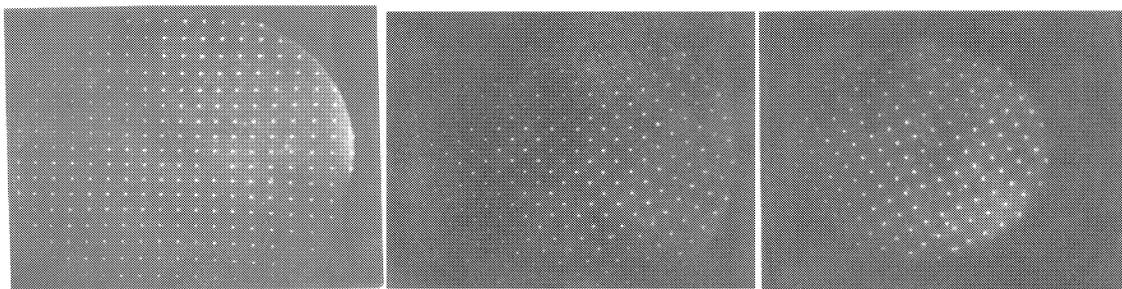


図 D.16: 平行磁場による画像への影響、左から右にいくに従って強い影響 (像の回転、視野の縮小) を受けている。

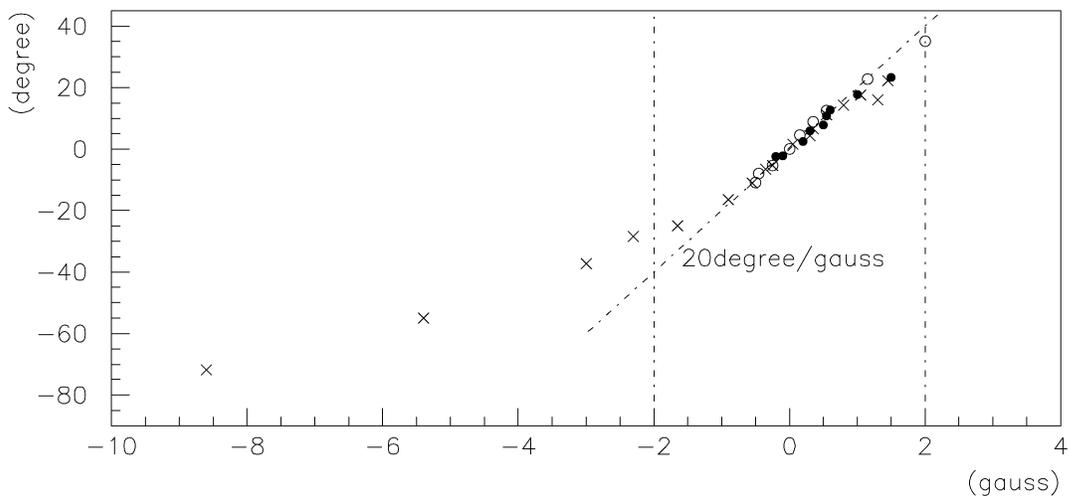


図 D.17: 平行磁場の大きさと直径 30mm の位置の像の回転角の関係 (data)。2gauss よりも大きいところでは視野の縮小があって使用不可。

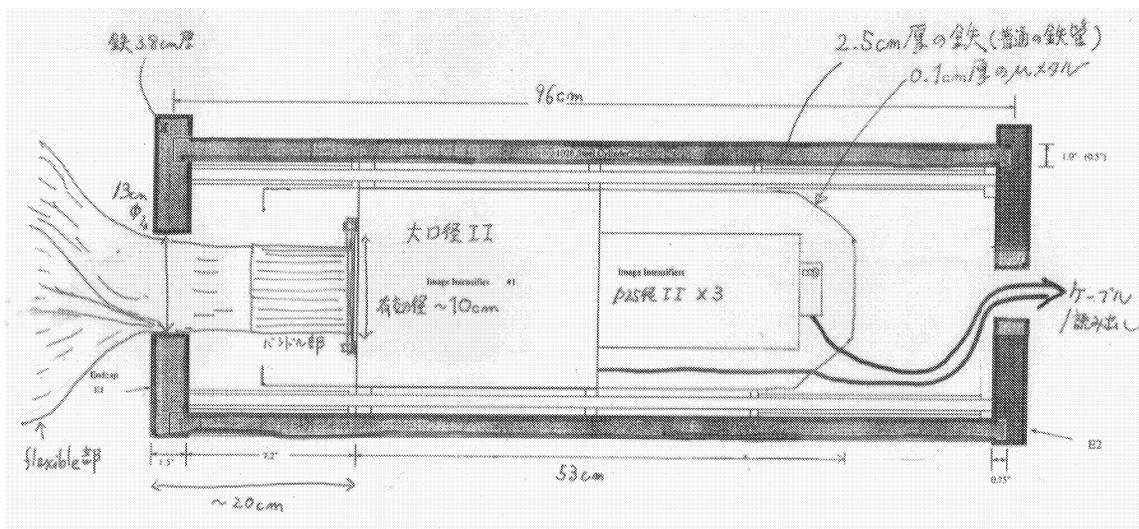


図 D.18: II-chain の磁気シールド。二重の管の構造

## D.2 Image data decoding

読みだし部の画像情報として取り込まれたデータから、粒子が通過したファイバーを特定する作業 (decoding) が必要である。

### D.2.1 キャリブレーションシステム

画像上のファイバーの位置を知るために、ニュートリノビームの来ていないタイミングでファイバー自身を発光させる方法を採用した。しかし全てのファイバーを光らせてしまうと、II-chain によるにじみ、CCD のピクセルの粗さのために区別が付かなくなってしまうので、約12本に1本のファイバー (フィジシャルファイバー) を選び出して光らせた。フィジシャルファイバー全ての位置を一回の発光で得るためには強い励起が必要であるが、光が強すぎるとIIの光電面の電荷分布に偏りができるため、通常のニュートリノ反応の時と画像がずれてしまう。そこでフィジシャルファイバーの光はニュートリノ反応の時程度に弱くしておいて何度も画像をとって積分することにした。データをとるタイミングはTevatronの加速時で、3パターンのフィジシャルファイバー画像を毎回取り込んだ (図 D.19)。

ファイバーの励起は面発光のエレクトロルミネッセンスプレートを用い、黒テープを使ってフィジシャルファイバー以外を遮光した (図 D.20)。図 D.10 で1パターンを光らせたところ分かる。

CHORUSでは1本のII-chain当たり45本の $100\mu\text{m}$ のファイバーを特別に用意し、II-chainの歪みを点対称と仮定して関数形を仮定して補正した。 $100\mu\text{m}$ のフィジシャルファイバーと飛跡検出用のファイバーの位置関係はコンタクトプリントを使って求めた。これに対しDONUTの方式は一本のII-chain当り平均1300本のフィジシャルファイバーがあることと、その位置がそのまま飛跡検出用のファイバーの位置であるという点で優れている。

画像上のフィジシャルファイバーの位置 (ファイバーマップ) は1つのパターンについて100以上の画像の積分を行って、光量で重心をとって求めた。再現性を求めるために、一連のフィジシャルファイバー画像を2つに分け (偶奇) それぞれから作ったファイバーマップを比べた。6つのうちの1つについての結果が図 D.21 である。横軸に偶奇の2つのファイバーマップの対応するフィジシャルファイバーの位置の差をCCDピクセル単位で表してある。この分布の広がりは $1\sigma \sim 0.2\text{pixel}$ で、読みだし面に換算すると1pixelは約 $150\mu\text{m}$ に相当するのでひろがりは $30\mu\text{m}$ 、1回の測定の再現性は $30/\sqrt{2} = 20\mu\text{m}$ 程度だと求められる。これは $500\mu\text{m}$ の直径のファ

イバーの decoding に対して十分な値である。

またこのファイバーマップを別の日にとったものどうし比べてみると最大  $300\mu\text{m}$  の程度で変化していることが分かった (図 D.22)。しかも画面の場所毎に向きが違って非線形なので、1つのファイバーマップを使うのではなく解析する反応毎に別のファイバーマップを用意した。前述のとおり II-chain は非常に敏感に磁場の影響を受けるので、まわりの物体の配置や、空心磁石の on、off による II-chain の周りの鉄管の磁化のヒステリシス等によってファイバーマップが変化するのは理解できる。

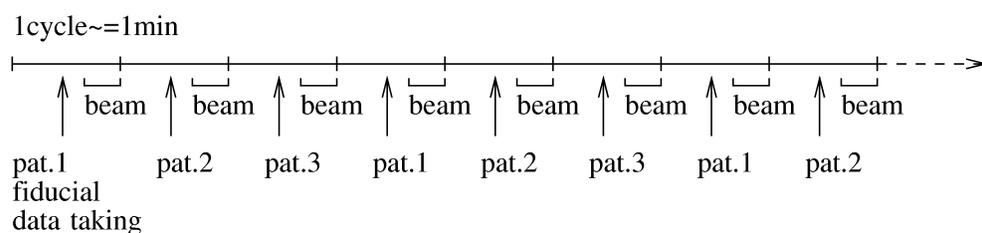


図 D.19: fiducial map data taking のタイミング。3パターンを各ビームサイクル毎に読み出した。

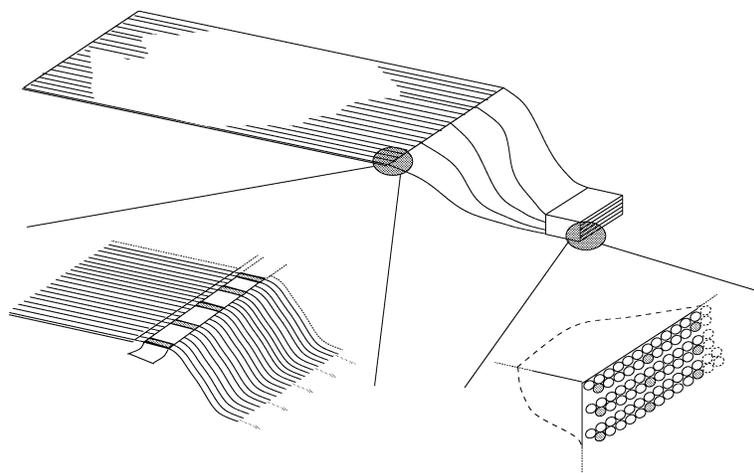


図 D.20: fiducial fiber の励起。遮光用の黒テープをファイバーフレックス部に編み込んだ。光源はエレクトロルミネッセンスプレートで編み込んだ位置でファイバーを励起した。

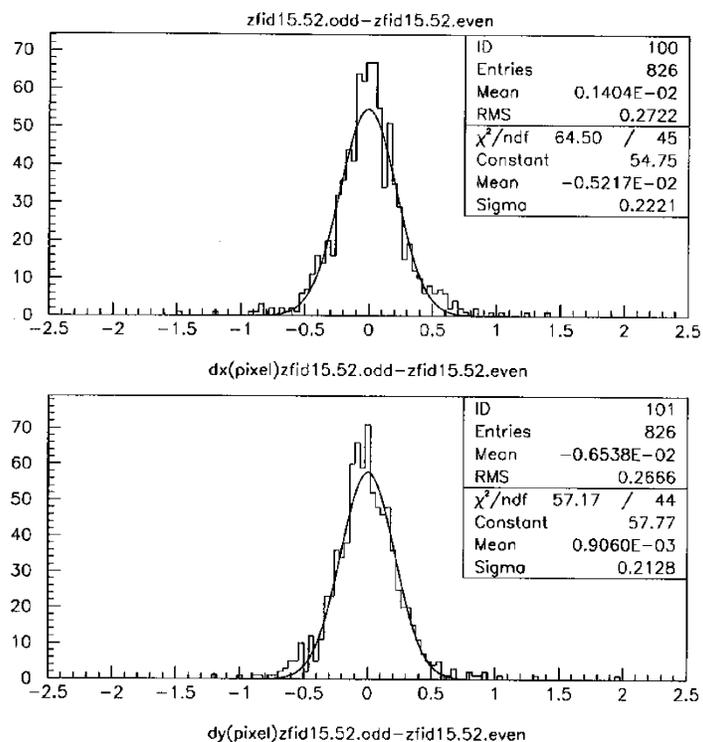


図 D.21: ファイバーマップの再現性 (一つの run の偶奇それぞれで求めた fiducial map の差で 1pixel は  $150\mu\text{m}$ )

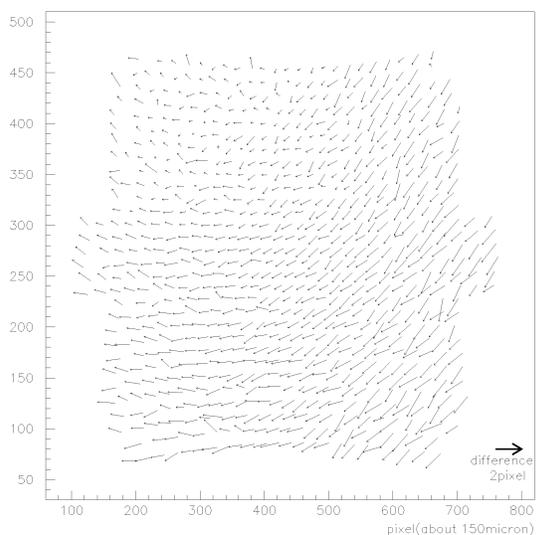


図 D.22: ファイバーマップの変化 (4月27日と8月27日の map の比較)

### D.2.2 ハニカム両面の SFT plane の解析

u、v projection の SFT plane は 11mm の厚さの紙ハニカム板の両面に貼り付けられており、紙ハニカム板に対する位置は測定しているため、両面のファイバーヒットを比較するのは decoding の確認に都合が良い。使用したサンプルは u,v projection の各 20plane を貫いている 4343 本のミュオン粒子のデータで、158005plane に hit があった。これにより 1plane の検出効率は 91% である。ファイバーシート製作時に光電子増倍管で測定したデータは平均 7 光電子/plane だったが、なぜ検出効率がここから予想される値よりも低くなっているのかは不明である。

不確実性を取り除くためにハニカム板両面の plane で独立 hit であるものを選び出した。独立 hit の定義は 1plane 2層俵積みの中にミュオン粒子による hit のみで  $\pm 10$  本のファイバーに他の hit が無いものである。1plane 2層俵積みの内 1層だけに hit があるものを single hit、2層に hit があるものを double hit と呼ぶことにする (図 D.23)。独立 hit は 97753 あり、全 hit に対する割合は 62% であった。ハニカムの両面とも独立 single hit のものは 16552 組、独立 double hit のものは 2036 組あった。ハニカムの片側の hit の位置から全 plane から求めたミュオン粒子の角度 ( $\leq 1$ [mrad]) を使って反対側の次の plane に延長し、その hit の位置との距離を求めた (図 D.24)。独立 single hit どうしに対する分布は図 D.25 となった。中央の部分をガウス分布で fitting すると、 $1\sigma = 192\mu\text{m}$  で、この値は 2 枚の差である事を考慮すると 1 枚の精度は  $192/\sqrt{2} = 136\mu\text{m}$  となる。

ここで分布の形について考察する。まず粒子がファイバーを通過したとき読み出される光子の位置が単純に  $\pm 250\mu\text{m}$  に一様に分布していると仮定する (図 D.26-a) と、次の plane に延長した点との差はこの組み合わせで図 D.26-b で与えられる。データの中央の山の幅は明らかにこれより狭いので、この仮定は不適。次にファイバー断面円の面積に比例すると仮定する (図 D.27-a)。実際の分布は decoding の際に真実のファイバーを選択している割合  $r$  により、別の層のファイバーに割り当ててしまったもの (図 D.27-b) と同じ層のファイバーに割り当ててしまったもの (図 D.27-c) の和となる。延長点との差の分布は正答率によって図 D.28 となる。正答率がどのくらいかは decoding の方法による。この解析では hit ファイバーの決定を CCD pixel で pulse height がまわりより高いものがあつたら 1hit として選び、ファイバーマップによって中心の座標が直径  $500\mu\text{m}$  以内で最も近いファイバーにその hit を割り当てた (単純 peak 法)。CCD pixel サイズによって、無限に細かければ正答率は 1 に近づくが、粗ければ下がる。図 D.29 に横軸にファイバー直径を単位にした CCD pixel size の逆数、縦軸に正答率をモンテカルロシミュレーションで求めた結果を示す。DONUT の II-chain の縮小率は  $3 \sim 4$  pixel/fiber に相当するので図から約 84% と求められる。

この値でデータと重ねたものを図D.30に示す。すそ野の部分がピークの位置を別のファイバーに割り当ててしまったために現れたと解釈できる。図D.31は逆に正答率をパラメータとして minimum  $\chi^2$  fit したものである。この時正答率は82%と妥当な値になっている。

以上により、単純 peak 法による decoding の位置精度の限界は CCD pixel のサイズによって決まっているといえる。ただしこれは1ファイバーからの光子が1つのものが主である場合で、もし大量に光子がある場合には重ね合わさって peak はファイバーの中心に集中してくるので、ファイバー断面に一様に分布するとの仮定が成り立たず、正答率が上がる。今回 hit の0確率から計算すると平均2.4hit/plane となり、1層だけの hit を選んだ場合 1peak/1 光電子の仮定がほぼ成り立っている。

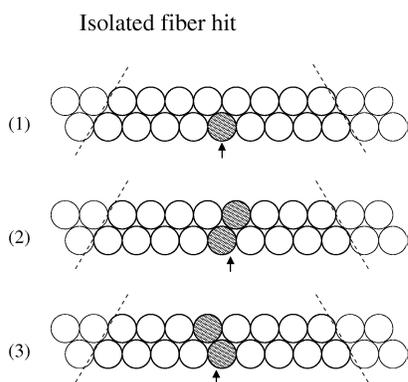


図 D.23: 「独立 fiber hit」の定義

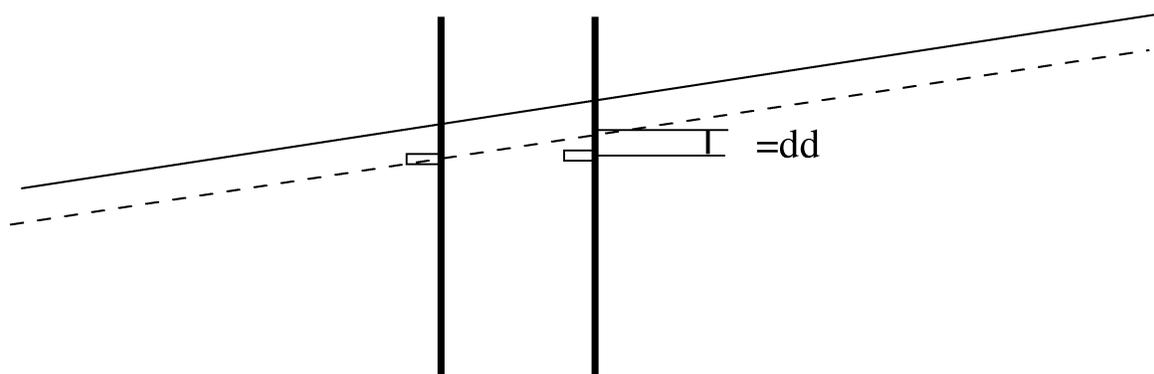


図 D.24: ハニカム両面の解析で評価する値

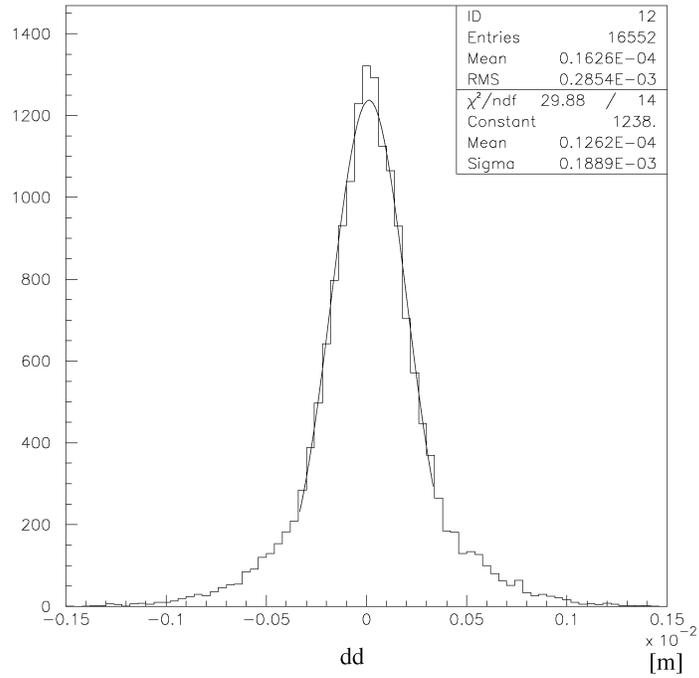


図 D.25: ハニカム両面独立 single hit の延長点との距離 (「dd」) の分布

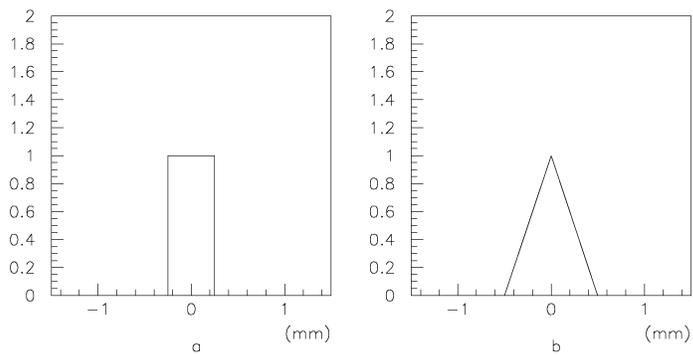


図 D.26: fiber 径  $500\mu\text{m}$  の一様確率分布を仮定した場合 (a) の「dd」の分布 (b)

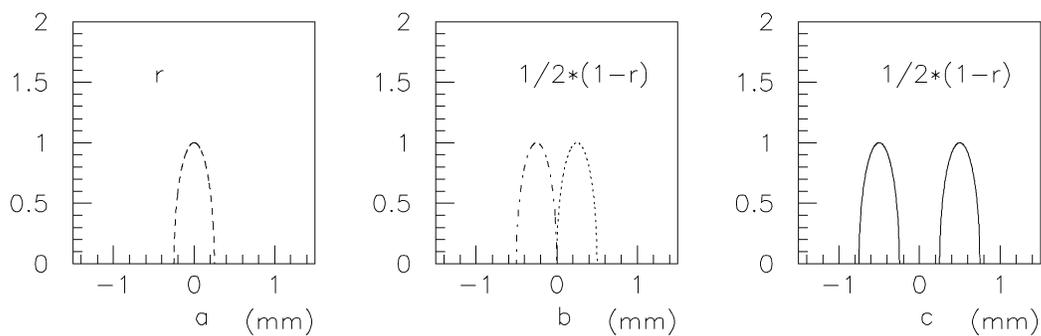


図 D.27: fiber 径  $500\mu\text{m}$  の面積に比例した確率分布を過程した場合の「dd」の分布 (b,c は fiber hit の割り当てを誤った場合の分布。)

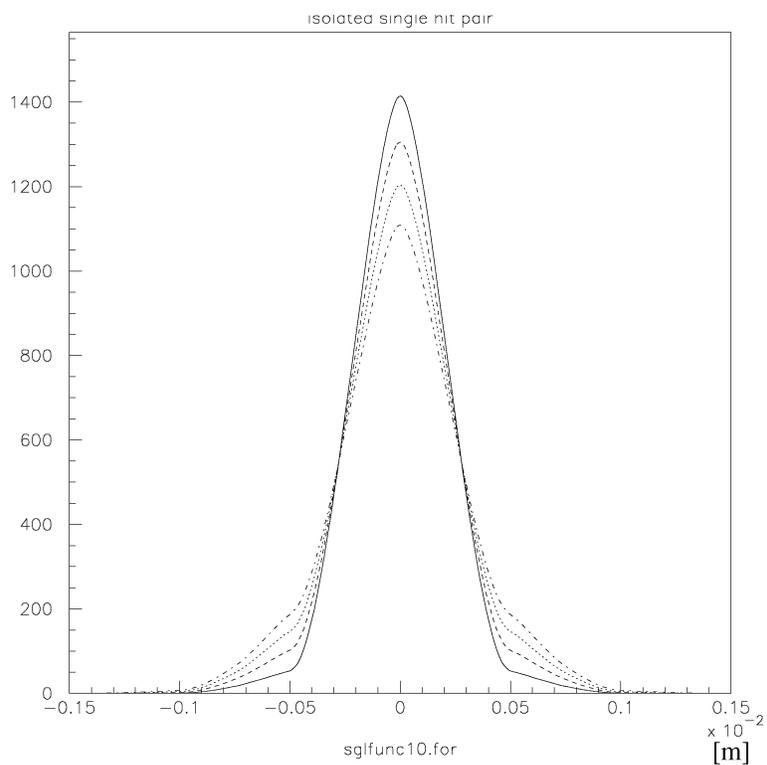


図 D.28: ファイバーの割り当ての各正答率に対して得られる「dd」の分布。(ピークの高い方から 93,86,79,73%)

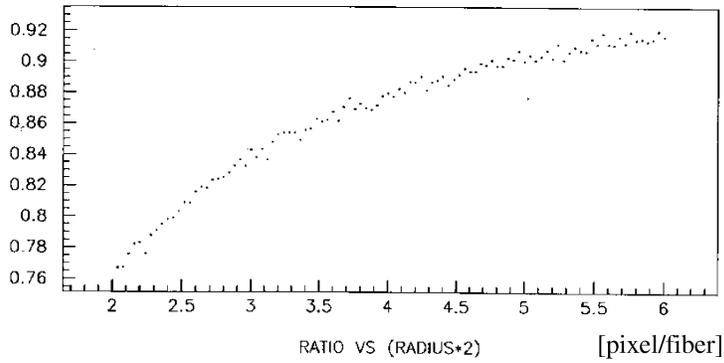


図 D.29: CCD pixel サイズに対する正答率

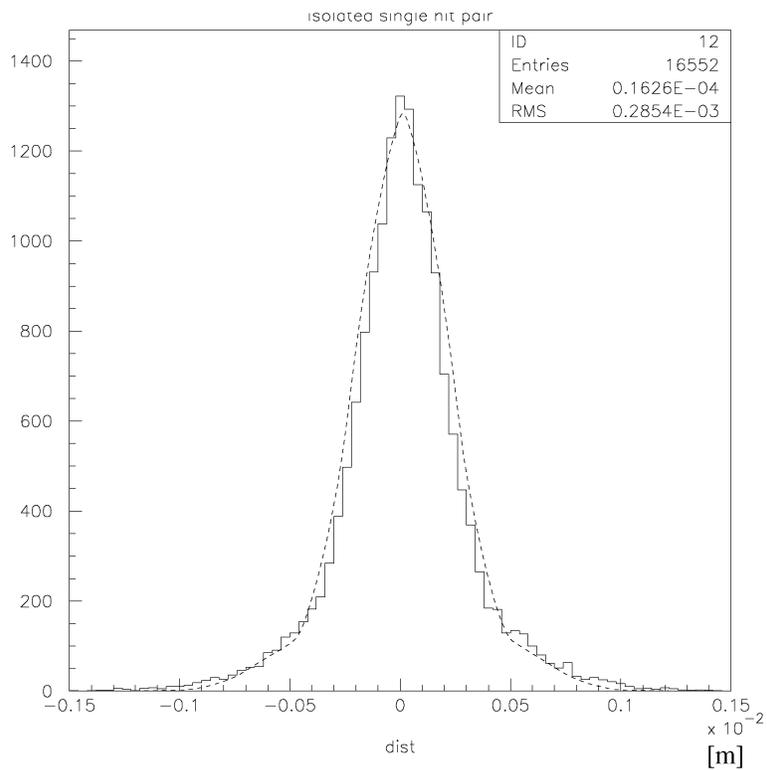


図 D.30: ファイバーの割り当ての正答率が 84%の分布をデータに重ねたもの

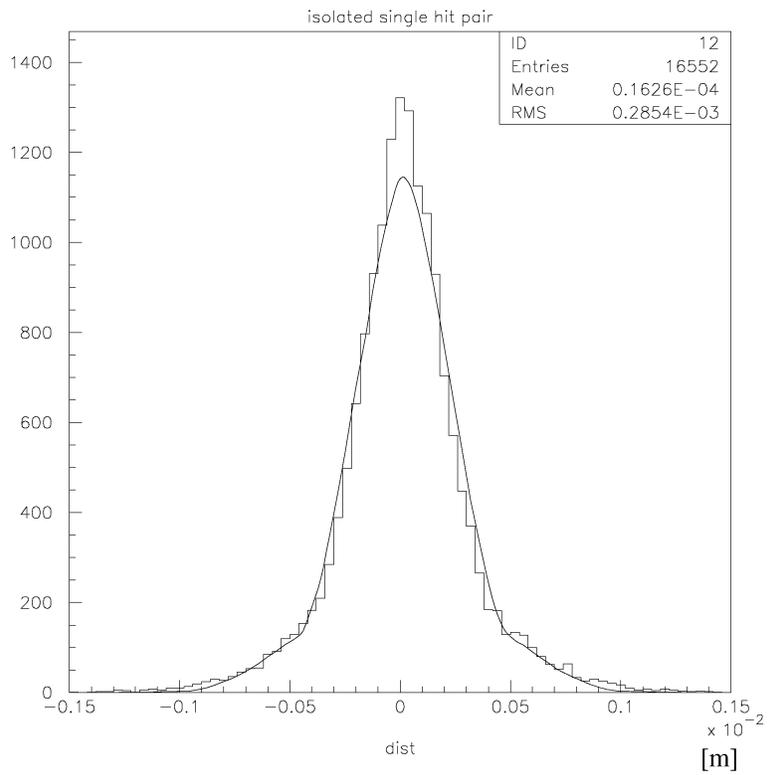


図 D.31: ファイバー割り当ての正答率をパラメータにして fitting した結果は 82% となった。

### D.2.3 全 plane に対しての調整

ここではハニカム相互の位置調整について述べる。ニュートリノビーム照射の合間の6月10日と8月27日にミュー粒子のテストビーム照射を行った。それぞれのファイバーマップを使い、u,v 両 projection の20枚のSFT planeを貫いているミュー粒子を選び出した。

alignment 精度は u,v それぞれ20枚のSFT planeで作った直線と1枚の plane 上の hit との距離の分布をとって評価した。この時 plane に何点かの hit があった場合、直線に近い hit を優先して選択してしまうという不具合を除くため、前述の独立 hit のみを用いて分布を調べた。図 D.32 と図 D.33 は2つのテストビームの結果を示す。どちらも  $1\sigma \sim 135\mu\text{m}$  で1層 hit の限界近くまで alignment は追い込めている。alignment パラメータは同じものを使っており、その結果精度に差がないということは、2.5ヶ月間 SFT は同じ位置関係にあってサポート台のたわみ等の変化はなかったことが分かる。ただしここでのミュー粒子の角度は fiber plane に対してほぼ垂直なものばかり (図 D.34) なのでビーム方向の alignment に対してはものをいう事ができない。

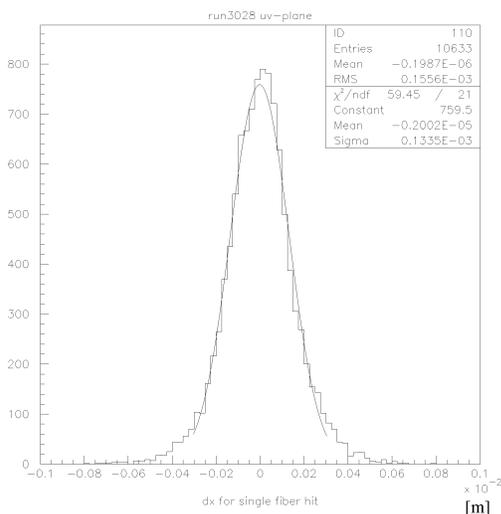


図 D.32: u、v 各プロジェクション20枚のファイバープレーンを貫いている飛跡に対し各プレーンのヒットと直線との距離 (1997年6月10日のテストビームの結果)

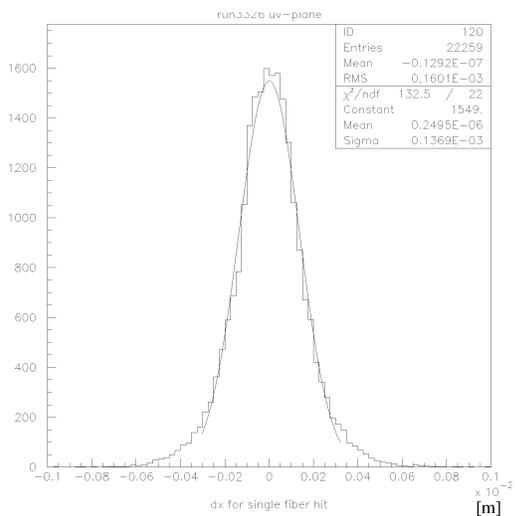


図 D.33: u、v各プロジェクトン20枚のファイバープレーンを貫いている飛跡に対し各プレーンのヒットと直線との距離(1997年8月27日のテストビームの結果)

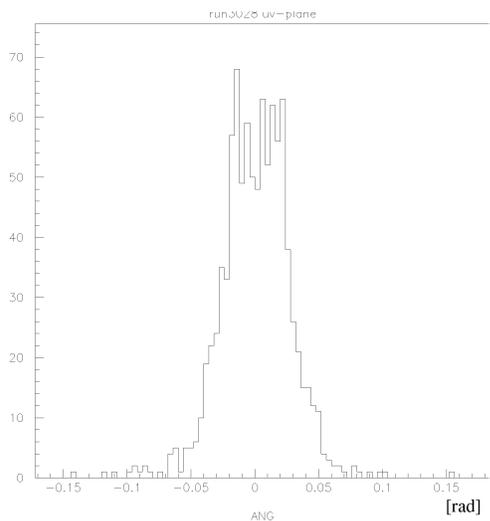


図 D.34: 使用した飛跡の角度分布 (0がfiberに垂直な方向)

### D.2.4 原子核乾板ターゲットとの接続

原子核乾板ターゲットと SFT とは同じアルミニウム製の I ビームを支持体に用いてターゲットボックス内に設置されている。SFT で捕らえた飛跡の原子核乾板ターゲットへの接続の試験を宇宙線を使って行った。宇宙線を用いたのは、ビーム方向の情報を得るためにある程度角度が必要であった事と、原子核乾板の飛跡の蓄積密度を低くして不確実性を取り除く必要があったためである。

データの収集はニュートリノビーム照射終了後の 1997 年の 11 月に行った。原子核乾板モジュールは前後に  $800\mu\text{m}$  厚のプラスチックベースの両面に乳剤層のある原子核乾板を取り付けて設置した (図 D.35)。この原子核乾板は歴史的な理由で CS(Changeable Sheet) と呼んでいる。3 番目のターゲットには低運動量の宇宙線を排除する目的でステンレス板を入れた。他のターゲットは空とした。SFT で得られた飛跡の角度分布を図 D.36 に示す。宇宙線を使っているので、水平方向は上方から来るものに比べて少なく、全 SFT の貫通を要求したので上方から来るものも制限されている。

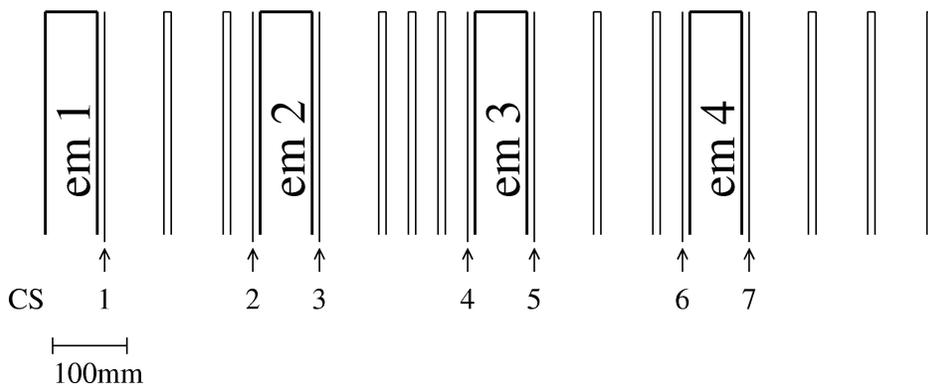


図 D.35: 宇宙線テストセットアップ

CS で図 D.36 の飛跡の探索を行った。その際 CS の座標系はハニカム板に取り付けた x-ray gun によって定めた (図 D.37)。x-ray gun の位置はハニカム板の基準点に対して測定した。CS1 から CS7 までの prediction 本数と飛跡候補数を表 D.1 に示す。候補数は、大半がただ 1 本でバックグラウンドはほとんどないと考えられる。

見つかった位置と SFT からの予測位置の違い、角度の違いの分布を CS1 について図 D.38 に示す。実際のニュートリノ反応点探索の際は全原子核乾板モジュールに中

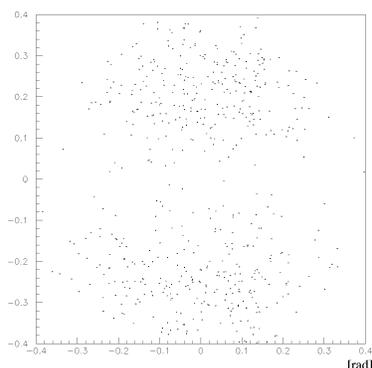


図 D.36: SFT で捕らえた宇宙線の角度分布

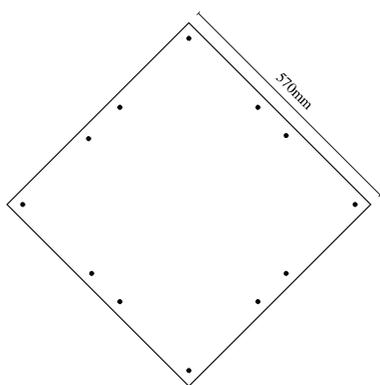


図 D.37: CS 上につけた X-ray mark の位置

身が入っているので、SFTは各 station 毎に飛跡の再構成をしなければならない。そこでCS1に対してstation 1のSFTのみで作った飛跡の外挿値との位置ずれ、角度ずれを求めたのが図D.39である。他のCSの位置ずれの広がりについてガウス分布でfittingして求めた値を表D.2に示す。期待値はSFT 1planeの精度を $135\mu\text{m}$ とした時に期待される広がりである。図D.40に同じデータをグラフにしたものを示す。SFT全体でひいた直線(all)に対して期待値よりも大きくなっている理由が、全体がまだ調整不足のためか宇宙線の飛跡がそれぞれ曲がっているためなのか確認できていない。各SFT stationからの予測位置とは期待値通りの広がりかたをしていると言える。

位置ずれの平均値を図D.41に示す。全て $150\mu\text{m}$ 以内で収まっている。実際のニュートリノビーム照射時とは原子核乾板モジュールを交換しているのでこの値は当然変わるが、設計値とのずれはこの程度だと予想される。

角度差に関して表D.3と図D.42に示す。CSの角度測定精度は同じ飛跡に対する

CS#	試行数	候補 (内唯一候補)	検出効率 [%]
1	146	136(112)	93
2	147	147(110)	100
3	151	148(133)	98
4	147	144(118)	98
5	281	264(259)	94
6	162	157(153)	97
7	95	91( 78)	96

表 D.1: 宇宙線 run CS の飛跡探索

CS5 と CS6 の角度差から、 $1 \sim 1.4\text{mrad}$  と見積もられた。平均値のばらつきは原子核乾板モジュールの傾き、もしくは顕微鏡ステージの傾き（未確認）からくるもので、各原子核乾板モジュールでこの程度のばらつきがあることが示された。

宇宙線を用いた以上のテストで、SFT から原子核乾板モジュールにつなぐ時、または原子核乾板モジュールでの飛跡を SFT に延長するとき、位置ずれに関しては最大  $150\mu\text{m}$  程度、角度ずれは最大  $2\text{mrad}$  程度のオフセットが存在することが示された。

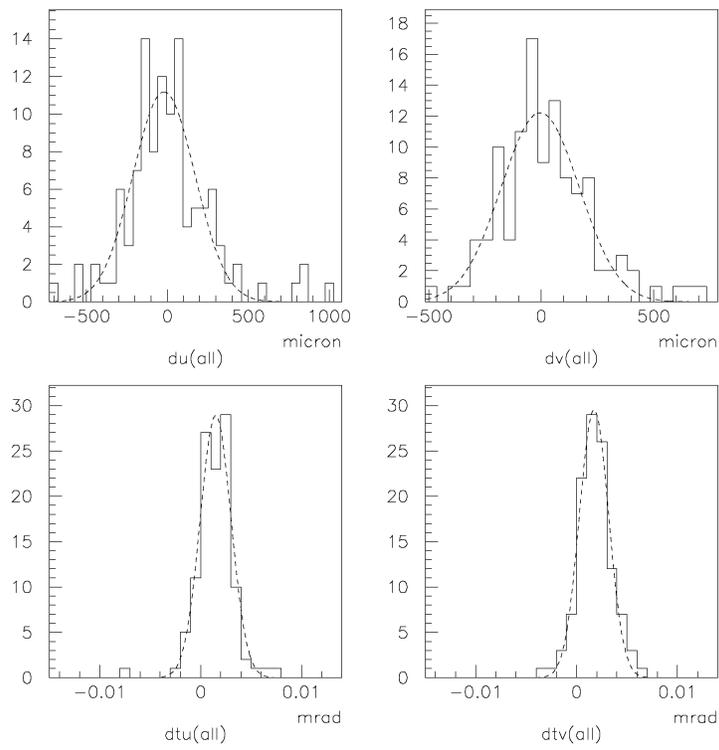


図 D.38: CS1 における SFT 全体でひいた直線との位置、角度の違い

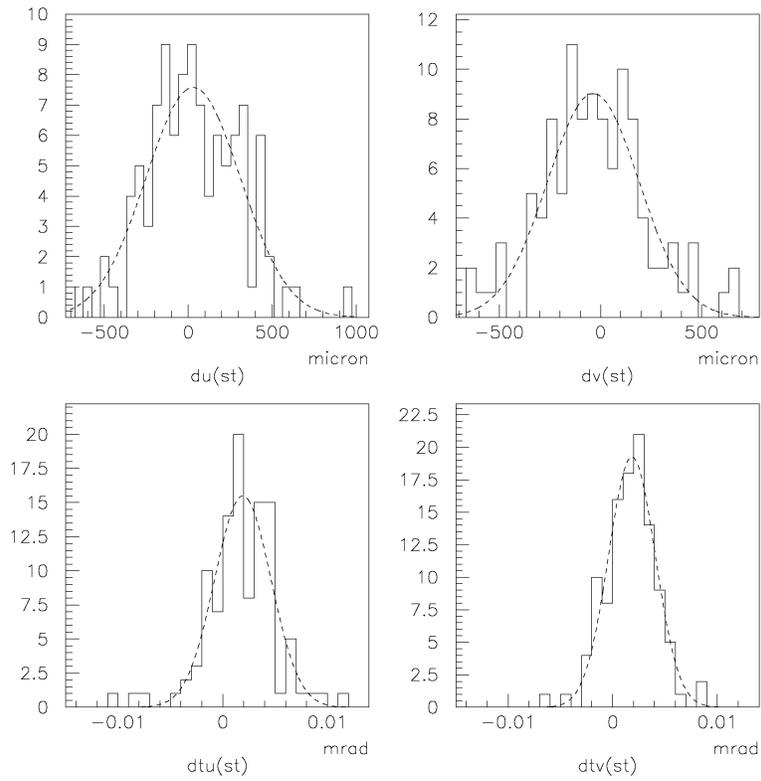


図 D.39: CS1における近接 station でひいた直線との位置、角度の違い

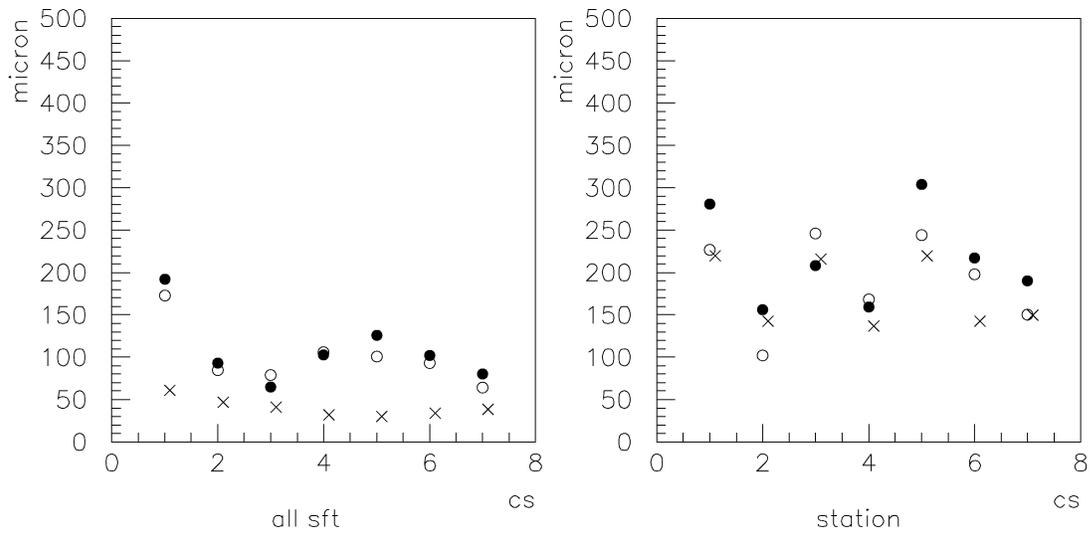


図 D.40: CS 位置ずれのひろがり (u,v, 黒白丸) と期待値 (x)

CS#	SFT fit	$\sigma_u[\mu\text{m}]$	$\sigma_v[\mu\text{m}]$	期待値
1	all	192	173	61.1
	station	281	227	219.9
2	all	93	85	46.5
	station	156	102	142.5
3	all	65	79	40.8
	station	208	246	215.7
4	all	103	106	31.8
	station	159	168	136.7
5	all	126	101	30.3
	station	304	244	219.9
6	all	102	93	34.1
	station	217	198	142.5
7	all	80	64	38.4
	station	190	150	149.4

表 D.2: CS 位置ずれの広がり。(期待値は SFT の位置精度を  $135\mu\text{m}$  としたときの値)

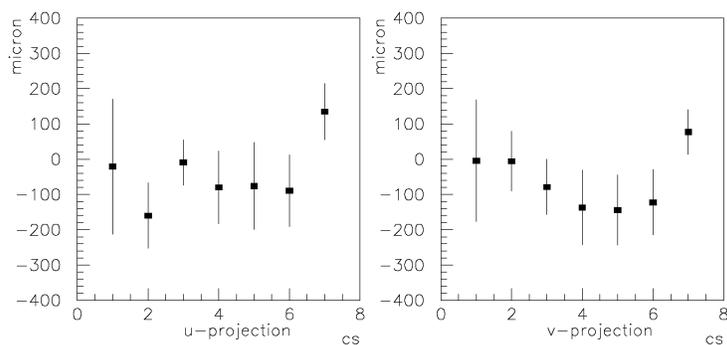


図 D.41: 位置ずれの平均値

CS#	SFT fit	$\sigma_{\theta_u}$ [mrad]	$\sigma_{\theta_v}$ [mrad]	期待値
1	all	1.5	1.4	1.4
	station	2.7	2.2	2.2
2	all	1.5	1.9	1.4
	station	2.5	2.6	2.2
3	all	1.3	1.8	1.4
	station	2.0	2.5	2.2
4	all	1.6	1.4	1.4
	station	2.3	2.8	2.2
5	all	1.3	1.7	1.4
	station	2.9	2.6	2.2
6	all	1.3	1.4	1.4
	station	3.0	3.1	2.2
7	all	1.4	1.7	1.4
	station	2.4	1.9	1.6

表 D.3: CS 角度ずれの広がり。(期待値は SFT の位置精度を  $135\mu\text{m}$ 、CS の測定精度を  $1.4\text{mrad}$  としたときの値)

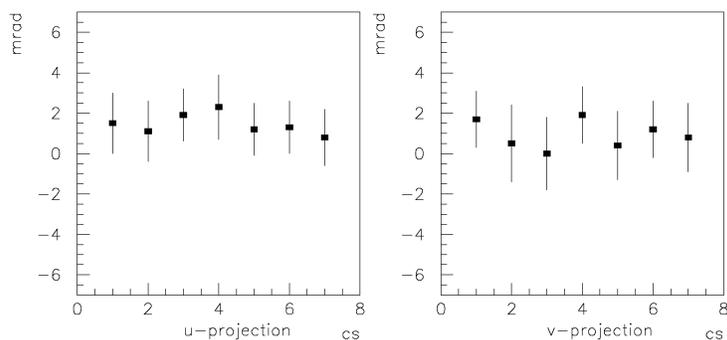


図 D.42: 角度ずれの平均値



## 付 録 E net scan 法の開発

net scan 法は DONUT の SFT での飛跡の空間再構成ができない反応に対して、開発した手法である。そのために飛跡読み取り装置の高速化は不可欠であった。現在開発、発展中の技術である。近く野中氏の学位論文でまとめられる予定である。以下は基本の枠組みの立ち上げに関する略年表である。

- |       |     |   |
|-------|-----|---|
| 1997年 | 9月  | 丹羽の提案で net scan 法の開発開始<br>net scan の前段階 (ポイントスキャンとの組み合わせ方式) の開始<br>オンライン測定を中野 (NTS)<br>オフライン処理を野中、青木が担当 |
| 1998年 | 10月 | 全面データ取り方式に変更<br>マイクロトラックの再構成を青木が担当  |
| 1999年 | 2月  | UTS が完成 (中野) 角度 0.4rad までが対象となる。  |
|       | 4月  | net scan データ解析プログラムを小松が担当<br>アラインメントのトラブルの原因を岡田が解析  |
|       | 10月 | CHORUS への導入開始。データ管理を児玉が担当   |
| 2000年 | 1月  | net scan データのクオリティチェック体制を野中が確立  |



## 付録F タウニュートリノ反応の含有率

全ニュートリノ反応に対するタウニュートリノ反応の含有率は次の式で得られる。

$$\frac{Y(\nu_\tau)}{Y(\nu_\mu)} = \frac{\sigma(D_S)}{\sigma_{c\bar{c}}} \cdot \frac{BR(D_S \rightarrow \tau\nu_\tau)}{BR(c\bar{c} \rightarrow \nu_\mu X)} \cdot \frac{P_{int}(E_{\nu_\tau})}{P_{int}(E_{\nu_\mu})} \quad (\text{F.1})$$

$\frac{\sigma(D_S)}{\sigma_{c\bar{c}}}$  はタングステン標的でのチャーム粒子生成に対する  $D_S$  の割合、 $\frac{BR(D_S \rightarrow \tau\nu_\tau)}{BR(c\bar{c} \rightarrow \nu_\mu X)}$  はチャーム粒子がそれぞれのニュートリノに崩壊する割合、最後の  $\frac{P_{int}(E_{\nu_\tau})}{P_{int}(E_{\nu_\mu})}$  は生成したニュートリノが反応する割合である。

ここでニュートリノの反応する割合 ( $\frac{P_{int}(E_{\nu_\tau})}{P_{int}(E_{\nu_\mu})}$ ) は、タウニュートリノとミューニュートリノのエネルギー分布、すなわちチャーム粒子の発生運動量分布に関係するが、比の形なので大きく変動しないと考えられる。タウニュートリノ反応の含有率に直接関係する  $\frac{\sigma(D_S)}{\sigma_{c\bar{c}}}$  と  $\frac{BR(D_S \rightarrow \tau\nu_\tau)}{BR(c\bar{c} \rightarrow \nu_\mu X)}$  について、表 F.1 に  $D_S$  の  $D^0$ 、 $D$  に対する生成断面積の比、表 F.2 に  $BR(D_S \rightarrow \tau\nu_\tau)$  の様々な実験の測定値を示す。

どちらも測定値に大きな幅があるが、特に  $D_S$  のタウニュートリノ生成の崩壊率  $BR(D_S \rightarrow \tau\nu_\tau)$  が 3% から 15% と大きな不定性をもっている。

実験	概要	$\frac{\sigma(D_S)}{\sigma(D^0, D)}$ (%)	備考
CLEO(1988)[24]	$e^+e^- (\sqrt{s} = 10.55\text{GeV}/c)$	$11 \pm 3.2 \pm 2.8$	$BR(D_S \rightarrow \phi\pi, \phi \rightarrow K^+K^-) = 3.6 \pm 0.9$
E691(1989)[25]	$\gamma(\langle E_\gamma \rangle = 145\text{GeV}/c)$	$9.6 \pm 0.87 \pm 1.8$	$BR(D_S \rightarrow \phi\pi, K^{*0}K^+) = 6.9 \pm 1.3$
NA32(1991)[26]	$\pi^- (230\text{GeV}/c)$	$16 \pm 2.7 \pm 4.3$	$BR(D_S \rightarrow KK\pi) = 4.4 \pm 1.2$
E653(1992、1993) [27] [28]	$\pi^- (600\text{GeV}/c)$	$23 \pm 5.7 \pm 6.7$	$BR(D_S^+ \rightarrow \phi\nu) = 2.0 \pm 0.5$ $BR(D^+ \rightarrow K^{*0}\mu\nu) = 2.9 \pm 0.4$
E769(1996)[29]	$\pi^\pm (250\text{GeV}/c)$	$20 \pm 3.9$	
WA92(1997)[30]	$\pi^- (350\text{GeV}/c)$	$11.6 \pm 1.4$	

表 F.1: チャーム粒子生成に対する  $D_S$  生成の割合

実験	概要	$BR(D_S \rightarrow \tau\nu_\tau)$ [%]
WA75(1993)[7]	$\pi^- (350\text{GeV}/c)\text{emulsion}$	$3.9_{-1.4}^{+1.8} {}_{-1.9}^{+2.0}$
BES(1995)[17]	$e^+e^- \rightarrow D_S^+ D_S^-$	$15_{-5.9}^{+13} {}_{-2.0}^{+2.9}$
E653(1996)[21]	$\pi^- (600\text{GeV}/c)\text{emulsion}$	$2.9 \pm 1.1 \pm 0.5 \pm 0.4$
L3(1997)[18]	$D_S^* \rightarrow \gamma D_S$	$7.4 \pm 2.8 \pm 2.4$
BEATRICE(2000)[19]	$\pi^- (350\text{GeV}/c)$	$8.1 \pm 2.2 \pm 0.6 \pm 1.8$
CLEO(2000)[20]	$e^+e^- \approx \Upsilon(4S)$	$6.1 \pm 0.7 \pm 1.1 \pm 1.5$

表 F.2:  $D_S$  のタウニュートリノへの崩壊率、 $BR(D_S \rightarrow \tau\nu_\tau)$

## 付録G 203反応のリスト

タウニュートリノ反応探索を行った203反応をニュートリノ反応点の位置のあるターゲットタイプ毎に表G.3から表G.8に示す。「module number」は表3.1の原子核乾板モジュールの番号に対応する。反応点の位置 (interaction point) はプレート番号で示した。例えば、「35upem」は「プレート35の上流側の原子核乾板での反応」、「30upFe」は「プレート30の上流の鉄板での反応」を示す。プレート番号は各原子核乾板モジュールの下流から始まる。表G.1と表G.2に各モジュールの構造を記した。「ns」は一次反応点からの発生粒子の本数である。発生粒子は一次反応点に対するインパクトパラメータが $15\mu\text{m}$ 以内で、角度は $400\text{mrad}$ 以内、そして反応点の下流の飛跡認識面2枚分を先頭に2セグメント以上つながっていることを条件に選出した。「反応点 $\mu/e$ 」は $\mu$ が明らかに付随しているものと、特別な反応に対して電子の同定を行ったものについてのみ示した。e(em)は原子核乾板ターゲット中で電磁シャワーの発生が検出されたもので、e(SFT)は原子核乾板ターゲットでの電磁シャワーの探索は行っていないが、SFTでシャワーの発達を観測されたものである。



mod 1↓		mod 2↓		mod 3↓		mod 4↓		mod 5↓		mod 7↓		mod 8↓	
19	ecc200	36	bulk	19	ecc200	36	bulk	34	ecc800	35	ecc800	36	bulk
	Fe	35	bulk		Fe	35	bulk		Fe		Fe	35	bulk
18	ecc200	34	bulk	18	ecc200	34	bulk	33	ecc800	34	ecc800	34	bulk
	Fe	33	bulk		Fe	33	bulk		Fe	33	bulk	33	bulk
17	ecc200	32	bulk	17	ecc200	32	bulk	32	ecc800	32	bulk	32	bulk
	Fe	31	bulk		Fe	31	bulk	31	bulk	31	bulk	31	bulk
16	ecc200	30	bulk	16	ecc200	30	bulk	30	bulk	30	bulk	30	bulk
	Fe	29	bulk		Fe	29	bulk	29	bulk	29	bulk	29	bulk
15	ecc200	28	bulk	15	ecc200	28	bulk	28	bulk	28	bulk	28	bulk
	Fe	27	bulk		Fe	27	bulk	27	bulk	27	bulk	27	bulk
14	ecc200	26	bulk	14	ecc200	26	bulk	26	bulk	26	bulk	26	bulk
	Fe	25	bulk		Fe	25	bulk	25	bulk	25	bulk	25	bulk
13	ecc200	24	bulk	13	ecc200	24	bulk	24	bulk	24	bulk	24	bulk
	Fe	23	bulk		Fe	23	bulk	23	bulk	23	bulk	23	bulk
12	ecc200	22	bulk	12	ecc200	22	bulk	22	bulk	22	bulk	22	bulk
	Fe	21	bulk		Fe	21	bulk	21	bulk	21	bulk	21	bulk
11	ecc200	20	bulk	11	ecc200	20	bulk	20	bulk	20	bulk	20	bulk
	Fe	19	bulk		Fe	19	bulk	19	bulk	19	bulk	19	bulk
10	ecc200	18	bulk	10	ecc200	18	bulk	18	bulk	18	bulk	18	bulk
	Fe	17	bulk		Fe	17	bulk	17	bulk	17	bulk	17	bulk
9	ecc200	16	bulk	9	ecc200	16	bulk	16	bulk	16	bulk	16	bulk
	Fe	15	bulk		Fe	15	bulk	15	bulk	15	bulk	15	bulk
8	ecc200	14	bulk	8	ecc200	14	bulk	14	bulk	14	bulk	14	bulk
	Fe	13	bulk		Fe	13	bulk	13	bulk	13	bulk	13	bulk
7	ecc200	12	bulk	7	ecc200	12	bulk	12	bulk	12	bulk	12	bulk
	Fe	11	bulk		Fe	11	bulk	11	bulk	11	bulk	11	bulk
6	ecc200	10	bulk	6	ecc200	10	bulk	10	bulk	10	bulk	10	bulk
	Fe	9	bulk		Fe	9	bulk	9	bulk	9	bulk	9	bulk
5	ecc200	8	bulk	5	ecc200	8	bulk	8	bulk	8	bulk	8	bulk
	Fe	7	bulk		Fe	7	bulk	7	bulk	7	bulk	7	bulk
4	ecc200	6	bulk	4	ecc200	6	bulk	6	bulk	6	bulk	6	bulk
	Fe	5	bulk		Fe	5	bulk	5	bulk	5	bulk	5	bulk
3	ecc200	4	bulk	3	ecc200	4	bulk	4	bulk	4	bulk	4	bulk
	Fe	3	bulk		Fe	3	bulk	3	bulk	3	bulk	3	bulk
2	ecc200	2	bulk	2	ecc200	2	bulk	2	bulk	2	bulk	2	bulk
1	ecc800												
mod 1		mod 2		mod 3		mod 4		mod 5		mod 7		mod 8	

表 G.2: emulsion module structure

run	event	module number	interaction point	ns	primary lepton	visible energy [GeV/c]	secondary vertex
ecc200 part							
2793	02633	1	35upem	2			
2811	21998	1	30upFe	8			
2841	00723	3	23upFe	6	$\mu$		
2879	00907	1	24upFe	11			
2879	10407	3	21upFe	9	e(em)		
2881	06129	1	21upFe	5			
2884	10377	1	31upFe	12			
2884	18223	1	29upFe	7	$\mu$		
2889	22859	3	22upFe	3			
2890	03828	1	28upFe	4			
2893	01321	3	41upFe	3			
2893	06052	3	5upFe	6			
2894	15788	1	31upFe	5	$\mu$		
2895	00723	1	6upFe	9			
2895	08839	1	21upFe	5			
2898	10731	1	41upFe	5			
2899	27779	3	23upFe	7			
2910	08140	3	27upFe	4			
2912	23301	1	4upFe	6			
2919	03157	1	13upFe	3	$\mu$		
2929	14273	1	18upFe	4			
2929	18912	1	17upFe	4			
2930	07349	3	7base	3	$\mu$		
2931	01401	3	15upFe	7			
2932	15521	3	19upFe	4	$\mu$		
2933	14532	3	16upFe	5			
2934	10294	3	30upFe	3	$\mu$		
2934	14854	1	18upem	5			
2986	22510	3	7upFe	2			
2987	00839	3	14upFe	5			
2989	05898	3	35upFe	6	$\mu$		
2990	09502	3	14upFe	5	$\mu$		

表 G.3: event list

run	event	module number	interaction point	ns	primary lepton	visible energy [GeV/c]	secondary vertex
ecc200 part							
2991	07358	1	11upFe	3			
2991	13468	3	18upFe	1	$\mu$		
2991	16844	1	7upFe	4	$\mu$		
2998	12033	3	7upFe	4	$\mu$		
3000	06614	1	20upFe	9			
3008	27594	1	41upFe	6	$\mu$		
3020	24151	3	27upFe	11			
3021	14973	1	24upFe	3			
3021	24125	3	18upFe	4			
3024	23276	1	28upFe	4			
3024	30175	1	12upFe	3			$\tau$ -kink
3039	01910	1	18upFe	5+1			$\tau$ -kink
3039	24090	1	4upFe	2	$\mu$		
3062	19671	1	23upFe	5			
3072	13223	1	4upFe	6			
3076	01663	1	8upFe	6			
3076	04193	1	44upFe	3	$\mu$		
3076	08676	1	13downem	6			
3096	14899	1	24upFe	4			
3102	06416	1	7upFe	3			
3113	07228	1	35base	5			
3113	18941	1	20upFe	4			
3117	10279	1	25upFe	7	$\mu$		
3118	11986	1	27upFe	7			
3134	11421	1	8upFe	5	$\mu$		
3137	23878	1	16upFe	7	e(SFT)		neutral charm
3140	22786	1	22upFe	4			
3144	25097	1	10upFe	5	$\mu$		
3145	02156	1	27upFe	5	$\mu$		
3174	07423	1	8upFe	5			
3185	09103	1	8upFe	3			

表 G.4: event list

run	event	module number	interaction point	ns	primary lepton	visible energy [GeV/c]	secondary vertex
ecc800 part							
2996	01287	4	56upFe	4			
3040	15744	4	58upFe	3			
3062	10903	2	45upFe	4			
3072	18804	2	56upFe	6			
3095	27275	7	48upFe	5	$\mu$		
3102	09454	2	40upFe	5			
3107	24318	2	54upFe	7	$\mu$		
3110	11886	7	50upFe	6			
3130	23388	7	44upFe	6			
3130	28864	2	51upFe	6			
3136	05769	4	59upFe	7			
3136	30094	7	45upFe	3			
3170	20683	7	45upFe	5			
3171	13759	2	55upFe	4			
3176	04049	7	42upFe	6			
3188	14447	2	51upFe	6	$\mu$		
3194	16838	4	61upFe	6	$\mu$		
3202	05470	2	50base	7	$\mu$		
3223	41138	7	45upFe	5			
3230	03860	2	55upFe	2	$\mu$		
3232	03434	7	46upFe	4	$\mu$		
3235	17215	2	48upFe	7			
3240	09118	2	48upFe	3			
3245	25887	2	48upFe	7			
3253	08684	2	56upFe	4			
3255	03664	2	54upFe	2			
3261	22883	7	52upFe	4			
3261	23533	2	53base	3	$\mu$		
3263	25102	5	40upFe	3			$\tau$ -kink
3264	17219	5	35upFe	4	$\mu$		
3284	00315	7	51upFe	4			

表 G.5: event list



run	event	module number	interaction point	ns	primary lepton	visible energy [GeV/c]	secondary vertex
bulk part							
3096	12697	7	23	4			
3113	27553	2	34	7			
3136	04119	7	30	6			
3185	00698	4	44	6	$\mu$		
3188	14253	4	41	5			
3202	06688	2	25	6			
3202	08252	7	22base	3			
3222	53313	2	12	5			
3223	46736	8	65	5			
3224	13443	8	36	3			
3225	14772	2	12	3			
3225	21089	2	26	4			
3228	15365	8	53	4			
3230	05603	5	9	2	$\mu$		
3230	13227	8	40	6			
3231	00431	8	61	4			
3232	18635	7	7base	5			
3235	11264	8	7	2			
3242	11719	2	30	4	$\mu$		
3244	14018	7	16	6	$\mu$		
3244	19107	5	8	5			
3245	16327	2	10	8			
3245	17107	2	27	5			
3245	22786	2	30	4+1	$\mu$		charm-trident
3246	16223	5	23	7			
3247	24351	7	5base	6			
3249	03536	5	4	2	$\mu$		neutral charm
3250	00470	8	60	4			
3257	13542	2	20base	5			
3258	13907	5	6	3			
3260	11519	8	10	2			
3261	13539	8	23	5			

表 G.7: event list

run	event	module number	interaction point	ns	primary lepton	visible energy [GeV/c]	secondary vertex
bulk part							
3261	18428	7	17	3			
3261	24198	5	21base	4			
3262	23218	2	8	3	$\mu$		
3262	24891	8	55	4			
3267	16322	2	15	2			
3267	22046	8	70	6			
3267	24207	5	10base	8	$\mu$		
3276	03366	8	53	3			
3278	17752	7	11	4			
3278	25763	7	25	4	$\mu$		
3284	04224	5	9	8	$\mu$		
3285	04113	8	27	1	$\mu$		
3286	09110	8	5	7			
3288	22591	8	21	2			
3289	11309	8	6	6			
3290	03529	8	60	2	$\mu$		
3291	13369	8	17	6	$\mu$		
3292	21438	2	25	2			
3297	13984	5	13	6			
3298	17712	2	23	10			
3299	09529	2	35	5			
3299	12702	8	8	7			
3299	21922	2	15base	1	$\mu$		
3300	21994	5	31	5			
3301	11619	7	31	3	$\mu$		
3315	17199	2	6	7			
3331	09076	8	35	1			
3331	10854	7	28	6			
3335	22286	8	28	3			
3343	13963	8	34	1			
3345	11919	8	27	4			
3350	08796	8	18	4			

表 G.8: event list

run	event	module number	interaction point	ns	primary lepton	visible energy [GeV/c]	secondary vertex
bulk part							
3350	14131	2	11	6	$\mu$		
3352	03466	8	52	6	$\mu$		
3352	05679	5	5	4	$\mu$		
3352	30567	8	28	6	$\mu$		
3353	25590	8	32	5			
3355	13568	2	7	5			
3356	21575	8	40	3			
3358	07808	8	26	1			
3358	11268	8	29	6			
3358	13933	7	31	5	$\mu$		
bulkecc part							
3065	03238	4	54	7+1	e(em)		charm-kink
3096	06362	4	50upFe	2			
3183	01986	4	54upFe	5			

表 G.9: event list

## 関連図書

- [1] F.Reines,C.L.Cowan,Phys.Rev.92:830-831(1953)
- [2] G.Danby *et al.*,Phys.Rev.Lett.9:36-44(1962)
- [3] M.L.Perl *et al.*,Phys.Rev.Lett.35:1489-1492(1975)
- [4] Particle Data Group,Eur.Phys.J.C. 15:1(2000)
- [5] B.Lundberg *et al.*,FERMILAB proposal P872(1994)
- [6] S.Aoki *et al.*,Nuclear Tracks,Vol.12,Nos1-6,pp.249-252(1986)
- [7] S.Aoki *et al.*,Prog.Theor.Phys.89:131-138(1993)
- [8] Y.Fukuda *et al.*,Phys.Lett.B335:237(1994)
- [9] K.Kodama *et al.*,Phys.Lett.B263:573-578(1991),  
R.Ammar *et al.*,Phys Rev.Lett.61,19:2185-2188(1988)
- [10] B.Lundberg,E872 node from January 11,2000
- [11] 佐藤修、名古屋大学 博士論文 (1995)
- [12] 歳藤利行、名古屋大学 博士論文 (1998)
- [13] T.Sjstrand Computer Physics Commun 82:74-90 (1994)
- [14] 中野敏行、名古屋大学 博士論文 (1997)
- [15] N.Ushida *et al.*,Phys.Lett.B121:287-291(1983)
- [16] K.Kodama *et al.*,Nucl.Instr.and Meth.in Phys.Res.B93:340-354(1994)
- [17] Bai *et al.* Physical Review Letters 74:4599(1995)

- [18] Acciarri *et al.* Physics Letters B396:327(1997)
- [19] Alexandrov *et al.* Physics Letters B478:31-38(2000)
- [20] Chadha *et al.* CLNS 97/1526(2000)
- [21] Kodama *et al.*,Physics Letters B345:85(1995)
- [22] CERN/SPSC 2000-028,SPSC/P318,LNGS P25/2000(2000)
- [23] 押川元重、阪口紘治 基礎統計学 培風館
- [24] D.Bortoletto *et al.*,Phys Rev D 37:1719-1743(1988)
- [25] J.C.Anjos *et al.*,Phys Rev Lett 62:513-516(1989)
- [26] S.Barlag *et al.*,Z Phys C 49:555-562(1991)
- [27] K.Kodama *et al.*,Phys Lett B 284:461-470(1992)
- [28] K.Kodama *et al.*,Phys Lett B 309:483-491(1993)
- [29] G.A.Alves *et al.*,Phys Rev Lett 77:2388-2391(1996)
- [30] M.Admovich *et al.*,Nucl Phys B 495:3-34(1997)